

# Министерство образования и науки Российской Федерации

УДК  
ГРНТИ  
Инв. №

<b>УТВЕРЖДЕНО:</b>
Исполнитель: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина»
От имени Руководителя организации  _____/Иванов А.О./ М.П.

## НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ

о выполнении 3 этапа Государственного контракта  
№ П540 от 05 августа 2009 г. и Дополнению от 05 апреля 2010 г. № 1/П540,  
Дополнению от 27 июля 2010 г. № 2, Дополнению от 10 марта 2011 г. № 3,  
Дополнению от 30 августа 2011 г. № 4

Исполнитель: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина»
Программа (мероприятие): Федеральная целевая программа «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., в рамках реализации мероприятия № 1.2.2 Проведение научных исследований научными группами под руководством кандидатов наук.
Проект: Комплексные исследования космических объектов
Руководитель проекта: _____/Локтин Александр Васильевич (подпись)

Екатеринбург  
2011 г.

## **Отчет**

о выполнении третьего, завершающего этапа работы по федеральной целевой программе «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», мероприятию 1.2.2 «Проведение научных исследований научными группами под руководством кандидатов наук». Тема работы: «Комплексное исследование космических объектов».

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	8
Аннотированная справка по полученным результатам НИР в 2009-2010гг.	10
1. Аналитический отчет о проведении теоретических и экспериментальных исследований.	15
2. Результаты теоретических и экспериментальных исследований	
2.1. Исследование градиентов возрастов и структуры распределений возрастов в двух молодых комплексах скоплений спирального рукава Киля-Стрельца по результатам фотометрических наблюдений.	15
2.2. Определение физических параметров вещества в объектах современного звездообразования и мониторинг малых изменений параметров по результатам фотометрических, спектральных и радионаблюдений.	40
2.3. Обнаружение ранее не известных проявлений переменности для конкретных катаклизмических переменных звезд и их характеристики по результатам новых фотометрических наблюдений.	58
2.4. Моделирование запятненности фотосфер ряда активных звезд в рамках зональной модели.	68
2.5. Теоретическое исследование эволюции момента импульса внешнего слоя Ве-звезды раннего спектрального подкласса с учетом циркуляции вещества и турбулентности в ее недрах и потери массы звездным ветром, усиленным вращением звезды.	68
2.6. Получение оценок характерного времени существования газовых структур в массивных ТДС и конфигурационных параметров этих структур по данным фотометрических наблюдений.	85
2.7. Получение оценок масс компонент и размеров орбит звезд в массивных ТДС по данным спектральных наблюдений	94
Заключение	
Список цитированной литературы	114
Список публикаций	117
	125

## Введение

Работы, результаты которых представлены в данном отчете, проводились в течение 2011 г. согласно Государственному контракту № П540 от 05.08.2009г. В 2011 г. коллективом продолжена работа по плану, принятому для выполнения третьего этапа работы согласно государственному контракту. По каждому пункту технического задания госконтракта была проведена предварительная работа по анализу имеющейся информации в научных источниках информации, обработаны данные, полученные согласноразработанным ранее программ наблюдений на телескопах Коуровской обсерватории и инструментах обсерваторий мира.

Согласно задачам, установленным в приложении №2 к госконтракту (Детализированное предложение о качестве поисковых научно-исследовательских работ), работы проводились по следующим пунктам-подтемам:

1. Исследование градиентов возрастов и структуры распределений возрастов в двух молодых комплексах скоплений спирального рукава Киля-Стрельца по результатам фотометрических наблюдений.
2. Определение физических параметров вещества в объектах современного звездообразования и мониторинг малых изменений параметров по результатам фотометрических, спектральных и радионаблюдений.
3. Обнаружение ранее не известных проявлений переменности для конкретных катаклизмических переменных звезд и их характеристики по результатам новых фотометрических наблюдений.
4. Моделирование запятненности фотосфер ряда активных звезд в рамках зональной модели.
5. Теоретическое исследование эволюции момента импульса внешнего слоя Ве-звезды раннего спектрального подкласса с учетом циркуляции вещества и турбулентности в ее недрах и потери массы звездным ветром, усиленным вращением звезды.
6. Получение оценок характерного времени существования газовых структур в массивных ТДС и конфигурационных параметров этих структур по данным фотометрических наблюдений.
7. Получение оценок масс компонент и размеров орбит звезд в массивных ТДС по данным спектральных наблюдений

Научная программа этапа была разработана в рамках тематики, традиционной для Коуровской астрономической обсерватории, включающей исследования звездного состава рассеянных звездных скоплений, наблюдения и получения астрофизических характеристик газовых облаков и

областей звездообразования, наблюдение и получение астрофизических характеристик затменных двойных систем, в том числе катаклизмических и запятненных двойных систем.

Важной задачей выполняемой программы является обучение студентов-участников выполнения программы основам современной научной работы. При выполнении программы участвующие в ее выполнении студенты получили навыки работы с современным астрономическим оборудованием, создания программ для обработки наблюдений, работы с научноориентированными пакетами программ, работы с современными всенебесными обзорами с использованием современных сетевых технологий..

Выполнение наблюдательных программ неотделимо от развития инструментальной базы наблюдений. В Коуровской обсерватории вступил в строй двойной автоматизированный телескоп «Мастер», дающий качественные ПЗС-изображения широких звездных полей около четырех градусов в диаметре. С помощью этого телескопа можно получать для эффективных исследований ПЗС-изображения не очень далеких звездных скоплений с большим видимым диаметром, а также областей современного звездообразования, в частности для поиска звезд переменного блеска. Даже относительно далекие области звездообразования имеют угловые размеры до нескольких градусов, так что получить всю область, включающую как обычно присутствующие в этих объектах области ионизованного водорода, так и окружающие такие области темные туманности, а также звездный фон вокруг области, очень заманчиво.

В настоящее время на обсерватории установлен новый телескоп-рефлектор с диаметром зеркала 1.2 метра. Для этого телескопа изготовлен спектрограф высокого разрешения с охлаждаемой ПЗС-камерой в качестве светоприемника, который позволит, кроме других интересных задач, определять лучевые скорости компонент затменных двойных систем.

На 70-см телескопе-рефлекторе Коуровской обсерватории установлен уникальный многоканальный двухзвездный электрофотометр. Он используется, в том числе в рамках исполнения задач проекта, для быстрой фотометрии (с временами экспозиций порядка секунд и менее) активных двойных звездных систем. Конструкция фотометра позволяет получать высокую точность фотометрических измерений даже в ночи, качество неба в которые для стандартных электрофотометров считается неподходящим.

В последние годы Коуровская обсерватория, как ранее основные астрономические обсерватории мира, перешла на использование панорамных светоприемников – ПЗС-камер, так что наша обсерватория может считаться оборудованной вполне современными приборами. Это дает возможность выполнять программы работ, подобные описываемой в данном отчете.

## **Аннотированная справка о результатах, полученных в рамках выполнения программы 2009-2010г.**

В 2009г. в рамках программы подготовлены программы наблюдений на телескопах Коуровской обсерватории и мира объектов, запланированных для исследований

Рассеянные звездные скопления (РЗС) являются уникальными объектами населения нашей Галактики, так как только для объектов этого класса возможно одновременное определение положений в Галактике и возрастов, что делает их незаменимыми в исследованиях эволюции Галактики. По договоренности с сотрудником Европейской Южной обсерватории Джованни Каррара (Падуа, Италия), наша группа получает данные РЗС-наблюдений интересующих нас РЗС, получаемые на телескопе-рефлекторе 2.2м ESO в Чили, после чего проводится совместная обработка наблюдательного материала. В рамках выполнения рассматриваемой программы обработан материал по скоплениям NGC2345 и NGC2374. РЗС-изображения скоплений обрабатывались для получения точных положений и собственных движений звезд в поле скопления. Впервые в качестве первых эпох использованы оцифрованные изображения DSS, при этом разность эпох достигла 49 лет. Сделан вывод, что изображения DSS можно использовать в качестве источника первых эпох для определения собственных движений РЗС по всему небу.

По выборкам, содержащим 434 РЗС, имеющим лучевые скорости, и 415 РЗС, имеющим определения собственных движений, построена кривая вращения Галактики. Для внутренних областей Галактики использованы также данные HI. Для исследования влияния случайных ошибок в расстояниях до скоплений и других исходных данных на оценивание кривой вращения была проведена обширная серия численных экспериментов. Оказалось, что собственные движения скоплений при построении кривой вращения существенно важны вследствие обратного по сравнению с лучевыми скоростями систематического влияния случайных ошибок. Кривая вращения по данным о РЗС получилась убывающей на больших расстояниях, однако это убывание может быть обусловлено пекулярными движениями нескольких скоплений вследствие бедности выборок на больших расстояниях от центра Галактики.

В октябре – декабре 2009 года в Коуровской астрономической обсерватории выполнены наблюдения компактной области звездообразования NGC7129. NGC7129 – это небольшая отражательная туманность в области современного звездообразования с погруженным в нее молодым рассеянным звездным скоплением, окруженная темными облаками, входящими в комплекс гигантского молекулярного облака в созвездии Цефея.

В основном в течение 2010 года внимание было обращено на получение новых наблюдательных данных в рамках программ наблюдений и согласно спискам объектов, разработанным при выполнении первого этапа работ. Также проводилась предварительная обработка полученных данных и интерпретация результатов наблюдений.

Полученные за 2010г. результаты можно кратко суммировать следующим образом.

1.1. Продолжена наладка 1.2м-телескопа-рефлектора, освоены программы управления телескопом, установлен спектрограф высокого разрешения. В настоящее время проводятся работы по наладке малошумящей ПЗС-камеры спектрографа. На системе телескоп-спектрограф получены спектры высокого разрешения нескольких ярких звезд, установлены значения экспозиций в зависимости от видимой звездной величины, что важно для планирования дальнейших наблюдений. Исследованы возможности спектрографа при исследовании спектральных линий. Подтверждено запланированное качество спектрографа  $R=30000$ .

1.2. На двойном робот-телескопе «Мастер» получено 1500 изображений области очень молодого рассеянного скопления NGC7129 в полосах VRI, проведена фотометрическая обработка изображений, начата работа по выделению переменных звезд в этой области, построены предварительные кривые блеска нескольких звезд. По пяти изображениям определены точные положения звезд области, продолжается работа по определению собственных движений этих звезд.

1.3. Закончена работа по определению кривой вращения Галактики на основе выборки рассеянных звездных скоплений, при этом использовались как лучевые скорости, так и собственные движения скоплений. Доказано, что собственные движения далеких от Солнца рассеянных скоплений несут достаточную информацию для определения кривой вращения, что позволяет существенно повысить надежность оценивания этой важной для исследования нашей Галактики функции. Показано, что кривая вращения нашей Галактики не является возрастающей, что ранее получалось по оптическим данным.

По данным наблюдений на телескопе 2.2м ESO проведено астрометрическое и фотометрическое исследование рассеянного скопления NGC2374. Оказалось, что в исследованной области вероятно имеются два скопления, а не одно, что объясняет ранее имевшиеся расхождения оценок параметров скопления NGC2374 у разных исследователей. Определены избытки цвета, расстояния и возрасты скоплений.

1.4. На радиотелескопах Австралии и России проведены наблюдения метанольных мазеров областей современного звездообразования, широкополосные исследования радиоизлучения многих химических соединений с составлением каталога химических веществ. Проведены исследования водяных мазеров в окрестностях переменной звезды V0645 Лебедя. Полученные наблюдательные данные позволяют исследовать

физические условия межзвездных газовых образований и среды, окружающей молодые звезды.

1.5. Исследованы особенности кривых блеска двух массивных тесных двойных систем, изучены корреляции между особенностями кривых блеска в этих системах. Получены новые наблюдательные данные для новооткрытой затменной переменной.

1.6 . На 70-см телескопе-рефлекторе Коуровской обсерватории проведены фотометрические наблюдения с помощью уникального двухканального двухзвездного фотометра очень интересной переменной звезды с неясным типом переменности FBS 1220+753, получены кривые блеска, выполнен периодограммный анализ кривых блеска. Исследована возможность принадлежности этой переменной к классу катаклизмических.

1.7. Теоретически исследовано влияния вращения звезды на потерю вещества в диапазоне масс, светимостей и эффективных температур, характерных для звезд типа В раннего спектрального подкласса, что позволило уточнить особенности эволюции массивных звезд.

Выполнение программы способствует закреплению студентов в науке, в частности аспирант А.Попов в настоящее время принят в штат Астрономической обсерватории УрГУ, а начавший работу по программе студенты Млодик и Ладейщиков в настоящее время поступили в аспирантуру при кафедре астрономии и геодезии УрГУ по специальности «Астрофизика и радиоастрономия».

По результатам проведенных исследований в отечественных и зарубежных журналах высокого уровня опубликованы 6 статей. Члены коллектива участвовали в международной и двух всероссийских конференциях с устными и стендовыми докладами. Апробация результатов исследований позволяет говорить о надежности и высоком качестве полученного в рамках выполнения программы научных результатов.



## **1. Аналитический отчет о проведении теоретических и экспериментальных исследований.**

Основное внимание на данном этапе выполнения работы было посвящено обработке полученных в рамках выполнения программы наблюдательных данных и, на этой основе получению выводов об астрофизических свойствах исследуемых объектов.

Наблюдательные и теоретические исследования объектов нашей Галактики, проводимые в рамках исполняемой коллективом программы, являются частью обширных усилий мирового астрономического сообщества по исследованию структуры и эволюции нашей Галактики и составляющих ее объектов. Свойства входящих в Галактику объектов чрезвычайно разнообразны, поэтому требуют развития различных наблюдательных подходов и использования астрономических инструментов разного масштаба, работающих в разных интервалах спектра принимаемого излучения. При этом наиболее эффективны квазисовременные наблюдательные исследования в максимально широком диапазоне спектра принимаемого от исследуемых объектов излучения. Для достижения этого используются как наблюдения во многих полосах оптического диапазона с применением многополосных фотометрических систем, так и одновременные оптические и радионаблюдения, что находит отражение в выполняемой программе.

Основной целью выполняемой программы является накопление научных данных об объектах, населяющих нашу Галактику, что позволяет сделать выводы о ее строении и эволюции. Поэтому, в основном, работа посвящена молодым объектам, несущим информацию о процессах рождения звезд в настоящую и предшествующую эпохи.

Исследование рассеянных звездных скоплений является традиционным полем звездноастрономических исследований как в мировом астрономическом сообществе в целом, так и в Коуровской астрономической обсерватории. По этой подтеме проводились работы по распределению возрастов скоплений в объемах комплексов звездообразования и по исследованию кинематических свойств окрестностей Солнца, где следы старых комплексов прослеживаются в виде кинематических групп.

Наблюдениям в разных областях спектра, в том числе в радиодиапазоне, областей современного звездообразования. Наряду с исследованием газовой составляющей комплексов исследовался звездный состав комплексов, проводился поиск переменных звезд, характерных для этих областей.

Гигантское молекулярное облако NGC 6334, расположенное в Галактическом диске на расстоянии 1.7 кпс, является мощным комплексом зон ионизованного водорода H II и состоит из нескольких областей звездообразования (Neckel, [28]), (Straw & Hyland, [29]). За последние 20 лет многие исследователи приложили свои усилия в изучении NGC 6334 на различных длинах волн, открыв множество областей звездообразования. В северной части NGC 6334 расположены два массивных ядра (Cheung et al., [30]), (Gezari, [31]), (Kraemer & Jackson, [32]), (Sandell, [33]), (Carral et al., [34]). Молекулярные ядра NGC 6334I ( $\alpha_{2000.0} = 17^{\text{h}} 20^{\text{m}} 53.5^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000.0} = -35^{\circ}47'01.00''$ ) и NGC 6334I(N) ( $\alpha_{2000.0} = 17^{\text{h}} 20^{\text{m}} 54.8^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000.0} = -35^{\circ}45'01.00''$ ) расположены вблизи друг друга, т.е. они находятся в одинаковых физических условиях в межзвездной среде, поэтому очень удобно выбрать эти два объекта для изучения их собственных физических и химических свойств, характеризующих их эволюционный статус.

Оба ядра демонстрируют многочисленные признаки активности.

NGC 6334(I) представляет собой прототипическое горячее молекулярное ядро, находящееся как раз в голове кометарной ультракомпактной зоны H II (UCH II) (Rodriguez et al., [35]), (Kraemer & Jackson, [36]), (de Pree et al., [37]), (Carral et al., [39]). Наблюдения в среднем инфракрасном диапазоне (De Buizer et al., [38]) предлагают в качестве источника возбуждения зоны ионизованного водорода IRS 1E звезду. Наблюдения на интерферометре Submillimeter Array в обсерватории Mauna Kea (Brogan et al., [40]) обнаружили по крайней мере четыре массивных протозвезды на разных стадиях эволюции. NGC 6334I является источником богатой спектральной эмиссии: найдено большое число эмиссионных молекулярных линий в миниобзоре на 345 ГГц (McCutcheon et al., [41]); с помощью шведского субмиллиметрового телескопа Swedish-ESO Submillimeter Telescope, SEST, (Thorwirth et al., [42]) проведен полный спектральный обзор источника; субмиллиметровые частичные спектральные обзоры на телескопе APEX (Atacama Pathfinder Experiment) (Schilke et al., [43]) и обзор в избранных спектральных областях (Kalinina et al., [44]) подтверждают это. В NGC 6334I обнаружены биполярный поток CO (2-1) (Bachiller & Cernicharo, [45]), (Leurini et al., [46]), поток излучения в линии CO (3-2) (McCutcheon, [47]) и градиент скорости ионизованного газа (de Pree et al., [37]), проходящий вдоль той же самой оси, что и биполярный поток CO (Bachiller & Cernicharo, [45]). Множество исследований посвящено излучению в NGC 6334I мазеров

$\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  II класса и  $\text{NH}_3$  (3,3)/(6,6)/(8,6)/(11,9) (Menten & Batrla, [30]), (Moran & Rodriguez, [31]), (Forster & Caswell, [32]), (Gaume & Mutel, [33]), (Brooks & Whiteoak, [34]), (Norris et al., [35]), (Caswell, [36]), (Walsh et al., [37]), (Beuther et al., [38]), (Walsh et al., [39]), (Kraemer & Jackson, [33]). В молекулярном ядре NGC 6334I присутствует компактный  $< 20''$  источник мощного субмиллиметрового непрерывного излучения с оценкой температуры пыли  $T \sim 100$  K (Sandell, [29]). На краях высокоскоростного потока в NGC 6334I проявляется несколько узлов эмиссии молекул водорода  $\text{H}_2$ , возбужденной ударно-волновым фронтом (Davis & Eisloffel, [40]), (Persi et al., [41]). В направлении на зону UCH II (Beuther et al., [42]) найдено поглощение в линиях метанола  $\text{CH}_3\text{OH}$  и аммиака  $\text{NH}_3$ .

В двух угловых минутах к северу от источника NGC 6334(I) был обнаружен яркий источник 1-мм излучения в континууме (Cheung et al., [35]). Позднее он был обозначен как NGC 6334I(N) и рассматривался как типичное холодное ядро, поскольку не было обнаружено излучения в среднем инфракрасном диапазоне, лишь слабое излучение в ближнем инфракрасном диапазоне (Gezari, [36]), (Tapia et al., [43]), (Persi et al., [44]).

NGC 6334I(N) характеризуется как источник с кинетической температурой газа  $\sim 30$  K, плотностью  $> 10^6$   $\text{см}^{-3}$  и массой  $\sim 3000$  солнечных масс (Kuiper et al., [45]). NGC 6334I(N) погружен в область интенсивного излучения пыли. Предполагается, что в данном объекте присутствует небольшое скопление протозвезд (McCutcheon et al., [40]). Для данного источника типичны сильные субмиллиметровое излучение и излучение в континууме (Sandell, [29]), а также ярчайшая эмиссия в линиях  $\text{NH}_3$  (1,1) (Forster et al., [46]). В NGC 6334I(N) найдены метанольные мазеры I и II класса (Moran & Rodriguez, [31]), (Menten & Batrla, [30]), (Norris et al., [35]), (Ellingsen et al., [48]), (Beuther et al., [42]). Очень сложная структура из 23 мазерных пятен метанола I класса была отображена с помощью интерферометра VLA (Very Large Array) (Kogan & Slysh, [48]). Первое обнаружение источника, излучающего в радиоконтинууме в области NGC 6334I(N), было сделано (Carral et al., [38]). Два компактных радиоисточника были зарегистрированы в направлении на молекулярное ядро NGC 6334I(N). Один из них расположен вблизи яркого  $\text{CH}_3\text{OH}$  мазера II класса. Также обнаружен молекулярный поток в NGC 6334I(N), а биполярный поток в переходах (2-1) и (5-4) молекулы  $\text{SiO}$  картирован (Megeath & Tieftrunk, [49]). С помощью SMA (Submillimeter Array) наблюдений в континууме на длине волны в 1.3 мм множество миллиметровых источников были разрешены в эмиссии. Из них большинство источников скапливались на площадях лишь 10 000

астрономических единиц в диаметре (Hunter et al., [50]). Лес спектральных линий в направлении на ядро NGC 6334I(N) значительно уступает по густоте подобному в направлении на ядро NGC 6334I, но некоторые спектральные детали интенсивнее аналогичных именно в направлении на NGC 6334I(N) (Thorwirth et al., [44]), (Kalinina et al., [44]). Недавнее исследование массивного протозвездного скопления NGC 6334I(N), проведенное с высоким разрешением на многих длинах волн, представлено в статье (Brogan et al., 2009).

Вращение - одно из основных и хорошо наблюдаемых свойств звезд. Влияние вращения на эволюцию звезд, тем не менее, остается не изученным до конца. При типичных скоростях вращения массивных звезд главной последовательности (Ягер, [65]) отклонение в строении звезды от сферической симметрии мало, поэтому влиянием вращения на механическое равновесие можно пренебречь (Тассуль, [66]). Но, вращение звезды является причиной целого ряда гидродинамических процессов, протекающих в ее недрах. Вещество вращающейся звезды находится в состоянии турбулентного течения (Zahn, [67]). Даже малые отклонения в строении вращающейся звезды от сферической симметрии генерируют течение вещества в меридиональной плоскости (Eddington, [68]; Фогт, [69]). Эти течения и турбулентность осуществляют перенос момента импульса и концентраций химических элементов в звездных недрах, что должно наложить свой отпечаток на изменение характеристик звезды в процессе ее ядерной эволюции.

Дополнительные возможности исследования свойств вращающихся звезд предоставляют наблюдения, относящиеся к вращению звезд рассеянных скоплений и ассоциаций. Звезды скоплений более ранних спектральных классов, чем B5, имеют более высокие значения поверхностных скоростей вращения, чем звезды поля этих классов (Тассуль, [66]). Скорости вращения ярчайших звезд рассеянных скоплений Галактики:  $\eta$  и  $\chi$  Per, NGC 663, NGC 2439, NGC 3293, NGC 3766, NGC 4755, Sco OB2, IC 4665 и БМО: NGC 1818, NGC 2004, NGC 2100 с возрастом 10-25 млн. лет в среднем превышают скорости вращения звезд поля такой же светимости (Keller, [70]; Dufton et al., 2006). Среднее значение проекции скорости вращения на луч зрения для ярчайших звезд рассеянных скоплений составляет 116 км/с, а для звезд фона - 85 км/с (Келлер, 2004). Ярчайшие звезды рассеянных скоплений находятся в проэволюционировавшей части главной последовательности на диаграммах Герцшпрунга—Рессела этих скоплений (Келлер, [70]). Содержание водорода в центральных частях этих

звезд заметно понижено по сравнению с исходным. Звезды поля в том же диапазоне светимостей имеют разные возрасты. Так как значительную часть времени горения водорода в центре звезда проводит вблизи начальной главной последовательности, содержание водорода в центральных частях звезд поля в среднем больше, чем у ярчайших звезд рассеянных скоплений. Наблюдаемое различие скоростей вращения ярчайших звезд рассеянных скоплений и звезд поля может свидетельствовать об увеличении поверхностной скорости вращения в процессе эволюции звезды на главной последовательности. Наибольшая доля быстро вращающихся звезд типа Ве так же наблюдается в рассеянных скоплениях с возрастом 10-25 млн. лет (Fabregat, Torrejon, [72]; Wisniewski, Bjorkman, [73]). Возможно, повышенные скорости вращения ярчайших звезд рассеянных скоплений и возрастание доли Ве-звезд в скоплениях тех же возрастов связаны и являются проявлением одного процесса.

В данной работе ядерная эволюция вращающейся звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $J=3.25 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с изучена на главной последовательности совместно с гидродинамическими процессами переноса момента импульса и концентраций химических элементов в ее недрах. Влияние частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра звезды на процессы переноса момента импульса в ее недрах и протекание эволюции на главной последовательности изучено в зависимости от значения турбулентного числа Шмидта в лучистой турбулентной оболочке звезды и с учетом перемешивания вещества в полуконвективной зоне.

## **1. Исследование градиентов возрастов и структуры распределений возрастов в двух молодых комплексах скоплений спирального рукава Киля-Стрельца по результатам фотометрических наблюдений.**

Согласно содержанию госконтракта группой проводились исследования характеристик и звездного состава рассеянных звездных скоплений.

А.Локтин выполнил предварительное исследование распределения возрастов РЗС в трех комплексах звездообразования.

Согласно существующей в наше время концепции звездообразования в нашей и других подобных ей галактиках, глобально процесс звездообразования управляется спиральными волнами плотности, тогда как на меньших масштабах, возможно, важную роль играет процесс стимулированного звездообразования, когда начавшийся в каком-то газопылевом комплексе процесс вызывает волну звездообразования, распространяющуюся во все стороны. Однако прямых доказательств этого процесса на масштабах 100 – 600 пк (масштаб звездных комплексов Ефремова) нет. Поэтому было решено сделать попытку рассмотреть распределение возрастов рассеянных скоплений (РЗС) в молодых комплексах, выделенных, в частности, в работе Локтина и Поповой [1]. Эти комплексы известны давно, и ссылка на [1] вызвана тем, что в ней локализованы комплексы именно РЗС, что дает возможность выделить выборки скоплений, входящих в комплексы. Для исследований выбраны два комплекса в спиральной ветви Киля-стрельца, и комплекс, содержащий рассеянные скопления  $h$  и  $\chi$  Персея.

На рис.1 приведено положение РЗС из «Однородного каталога параметров» РЗС, постоянно поддерживаемого А.Локтиным [8]. При этом распределение показано в координатах логарифм расстояния от центра Галактики – галактоцентрический угол. В этих координатах отрезки спиральных ветвей хорошо приближаются отрезками прямых.

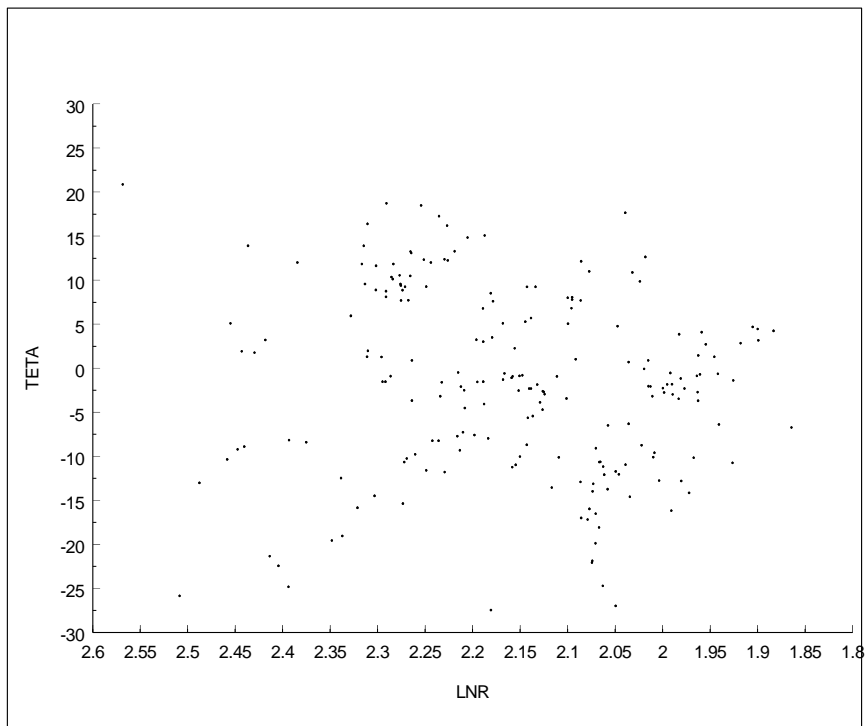


Рис.1. Расположение молодых РЗС в проекции на плоскость Галактики. Центр Галактики – справа.

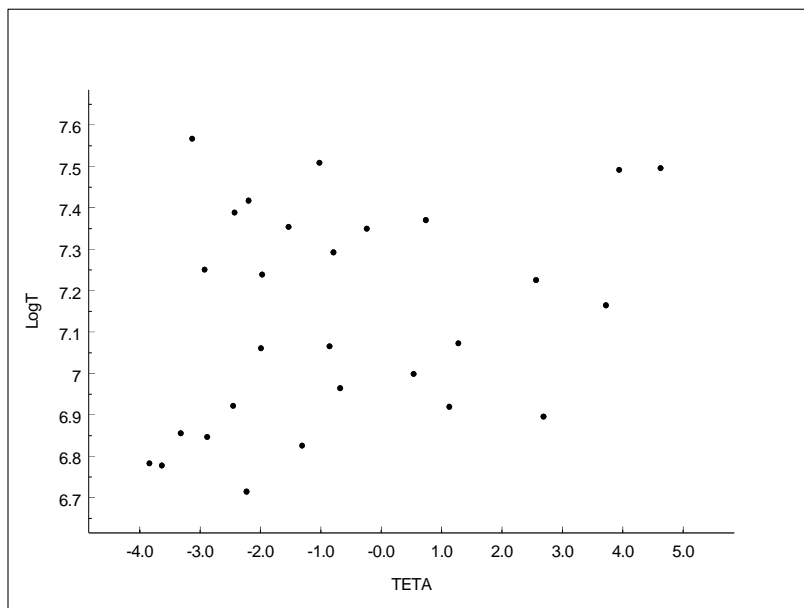


Рис2. Зависимость возраста РЗС от положения в комплексе 9 от галактоцентрического угла для первого комплекса. Средний возраст РЗС растет слева направо хотя эффект и не очень силен.

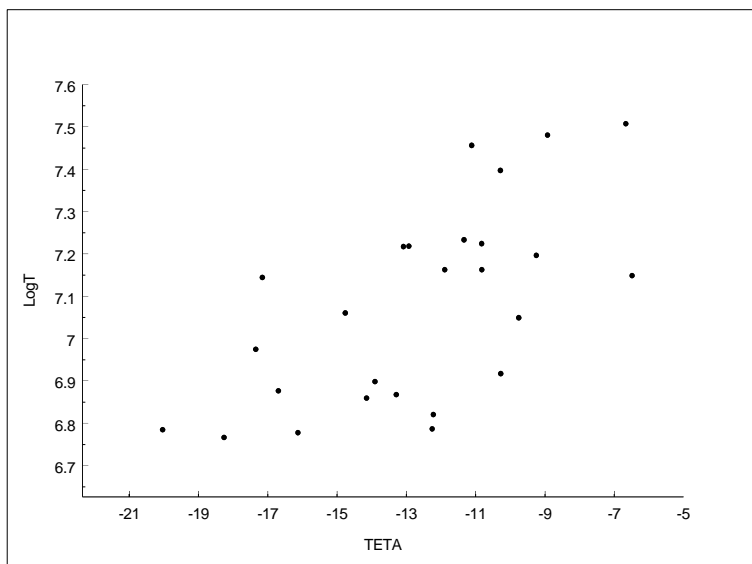


Рис.3. Зависимость возраста РЗС от положения в комплексе от галактоцентрического угла для второго комплекса. Возрастание среднего возраста с увеличением галактоцентрического угла очевидно.

Но эти градиенты совпадают по направлению и знаку с распространением спиральной волны плотности. Отличия между рис.2 и рис.3, а именно – менее выраженный градиент возрастов в комплексе 1, связаны с трудностью отделения членов комплекса от скоплений, принадлежащих в к внутренней спиральной ветви. Это хорошо видно на рис.1, где правая граница этого комплекса плохо определяется.

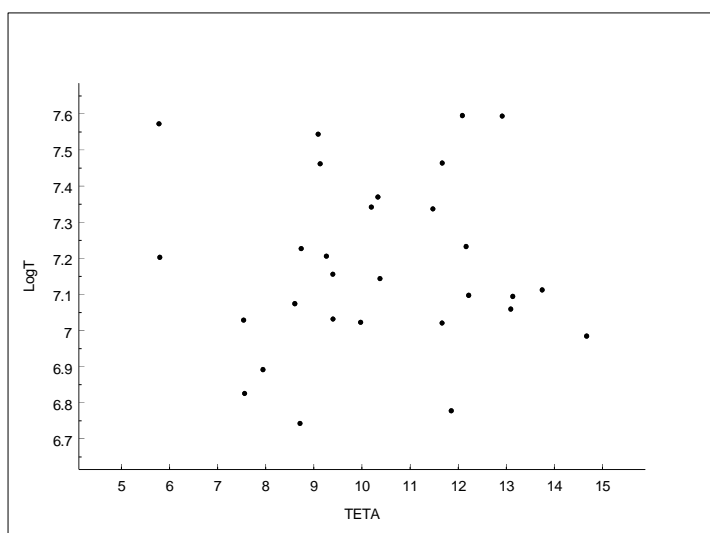


Рис.4. Зависимость возраста РЗС от положения в комплексе от галактоцентрического угла для комплекса в Персее. Видимый градиент возраста отсутствует.



На рис.4, где показаны скопления комплекса в Персее, градиент по галактоцентрическому углу отсутствует. Это, впрочем, и ожидалось, так как здесь скорость перемещения спирально волны плотности по галактическому диску мала из-за близости области коротации.

М.Поповой проведено исследование движений звезд окрестностей Солнца для выделения движущихся групп и выделения членов этих групп.

Скорость солнечного движения относится к ключевым параметрам звездной кинематики, так как вводит локальную систему отсчета. Однако, до сих пор есть существенные разногласия в определении компонентов скорости движения Солнца. Особенно это касается компоненты скорости в направлении галактического вращения. Например, в работе Dehnen, Binney [2] были получены компоненты скорости солнечного движения  $(U_o, V_o, W_o) = (10.0 \pm 0.4, 5.2 \pm 0.6, 7.2 \pm 0.4)$  км/с, в то время как Fehrenbach et al. [3] получили  $(U_o, V_o, W_o) = (2.9 \pm 0.6, 10.4 \pm 0.6, 4.8 \pm 1.2)$  км/с. Ошибки величин малы, и различия в величинах компонентов скоростей солнечного движения значительно больше интервала ошибок.

В связи с вышесказанным встал вопрос о переопределении компонентов скорости движения Солнца по новейшим наблюдательным данным. Компоненты скорости солнечного движения определялись по лучевым скоростям и собственным движениям звезд и рассеянных звездных скоплений. Эти объекты принадлежат плоской составляющей Галактики, они многочисленны, и для многих объектов есть надежные наблюдательные данные (параллаксы, собственные движения и лучевые скорости).

В качестве исходных данных были использованы параллаксы и собственные движения звезд из каталога Hipparcos (van Leeuwen [4]), лучевые скорости звезд взяты из каталога Харченко (Kharchenko et al. [5]). Для рассеянных звездных скоплений использовался каталог Dias (Dias et al. [6]). В выборку вошли объекты только околосолнечной окрестности. Не рассматривались звезды, расположенные на расстоянии более 300 пк, и рассеянные звездные скопления на расстоянии более 1 кпк от Солнца. Кроме того из выборки были исключены объекты с ошибками параллаксов, собственных движений и лучевых скоростей, превышающими 30% величины.

Все звезды по диаграмме Герцшпрунга-Рессела были разделены на 6 подгрупп по показателю цвета (B-V) - субгиганты (4190 звезд), красные гиганты (1454 звезды) и четыре подгруппы звезд главной

последовательности с  $(B-V) < 0.2$ ,  $0.2 - 0.5$ ,  $0.5 - 0.8$ ,  $> 0.8$  (2475, 5380, 7736 и 1567 звезд соответственно). В связи с тем, что звезды с малым эксцентриситетом галактических орбит лучше представляют кинематические свойства тонкого диска Галактики, дальнейший отбор звезд производился по диаграмме Линдблада. При этом орбита каждой звезды определяется одной точкой на диаграмме Линдблада с координатами: интеграл момента  $I_2$  по оси абсцисс, и интеграл энергии  $I_1$  по оси ординат. Все точки находятся в области, ограниченной  $I_1 = 0$  и  $I_2^2 = R^2 \cdot (I_1 + 2\Phi)$ , где  $\Phi$  – гравитационный потенциал Галактики,  $R$  – расстояние объекта от оси вращения Галактики. Последнее уравнение параболы определяет положения точек, двигающихся по круговым орбитам, поэтому чем ближе точка расположена к огибающей параболы на диаграмме Линдблада, тем меньший эксцентриситет орбиты имеет звезда.

При вычислении потенциала использовалась кривая вращения  $\omega = \frac{30.2}{R} + \frac{26324}{R^2} - \frac{115564}{R^3} + \frac{15887.0}{R^4}$ , а расстояние Солнца от центра Галактики принималось равным 8.3 кпк (Герасименко, [7]).

На рис. 5 показана зависимость ошибки определения компоненты скорости солнечного движения от количества оставленных в подгруппе звезд на примере компоненты  $U_O$ , полученной по звездам 3-ей подгруппы звезд главной последовательности. По минимальному значению ошибки определялось оптимальное количество звезд, необходимых для вычисления каждой компоненты скорости движения Солнца. На рис. 6 представлена диаграмма Линдблада для третьей подгруппы. Пустыми кружками показаны все звезды подгруппы, а темными – оставленные после отбора.

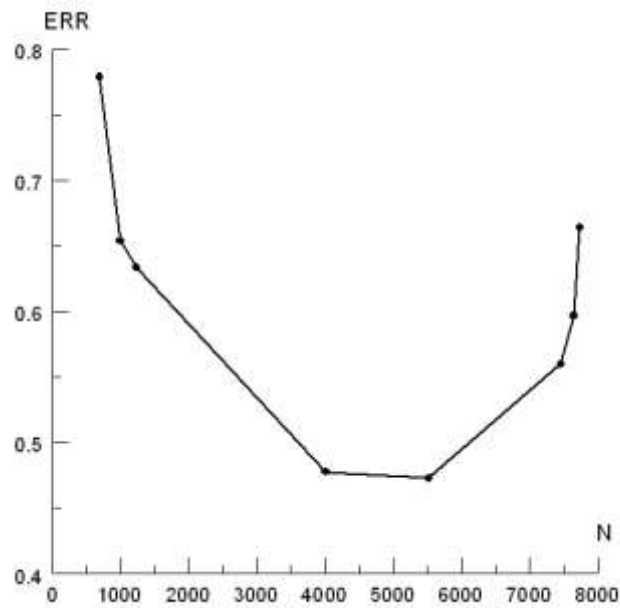


Рис. 5 Поведение ошибок определения скорости Солнца в зависимости от объема выборки, уменьшаемого путем исключения звезд с наибольшими эксцентриситетами галактических орбит.

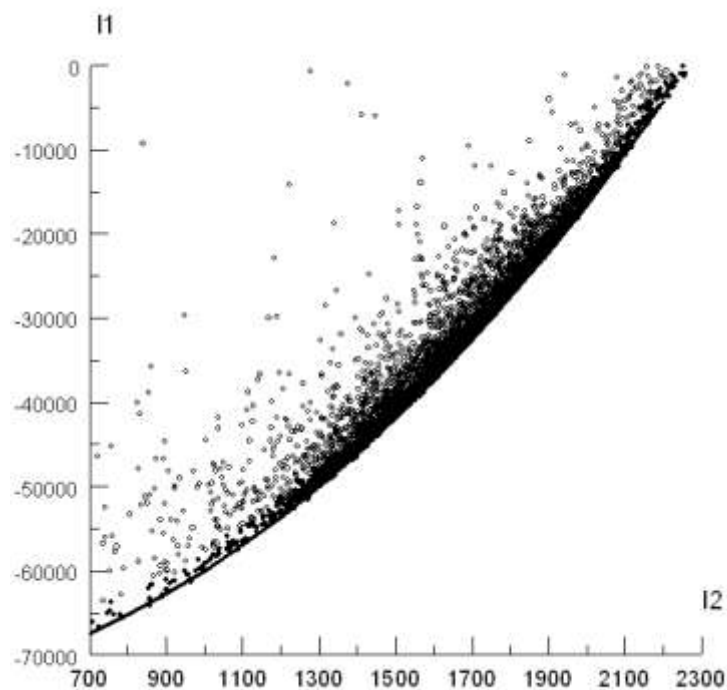


Рис. 6 Диаграмма Линдблада звезд выборки. Хорошо видна нижняя огибающая, соответствующая звезд с круговыми орбитами в окрестностях Солнца.

скоростям и собственным движениям на примере звезд 3-ей подгруппы главной последовательности, показаны на рис. 7.

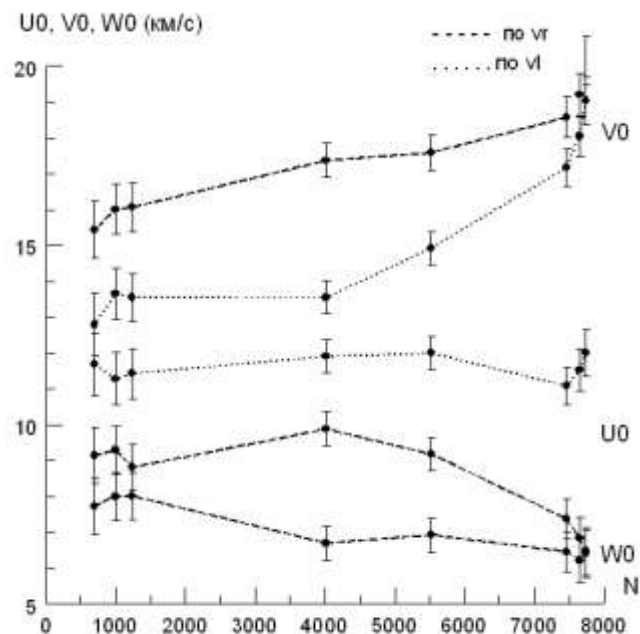


Рис.7. Пример поведения оценок компонент движения Солнца при изменении объема выборки.

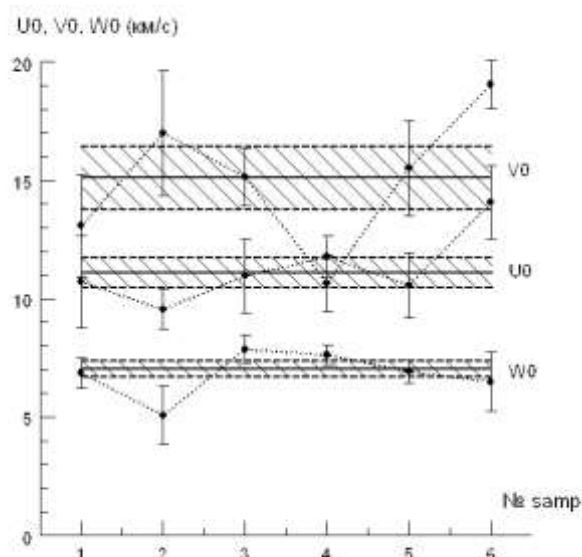


Рис.8 Результаты оценивания компонент скорости Солнца для разных подвыборок.

Компоненты скорости движения Солнца, полученные по лучевым скоростям и собственным движениям шести подгрупп звезд окрестностей Солнца, а также средневзвешенные по всем подгруппам приведены в табл. 1. На рис. 8 показаны компоненты скорости движения Солнца, полученные по каждой из шести подгрупп звезд (точечные ломаные), и средневзвешенные по всем подгруппам (прямые линии) с интервалами ошибок. Большие ошибки полученных величин, особенно ошибка компоненты скорости в направлении галактического вращения, говорят о том, что отбор звезд по

эксцентриситетам не обеспечивает надежного подавления асимметрии Стремберга.

Используемый метод предполагает свободное от локальных эффектов распределение остаточных скоростей.

Табл. 1 Оценки компонент движения Солнца по разным подвыборкам.

подгруппа	$U_0$	$V_0$	$W_0$	количество звезд после отбора
субгиг.	$10.7 \pm 1.9$	$13.1 \pm 2.2$	$6.9 \pm 0.6$	3129
кр.гиг.	$9.5 \pm 0.8$	$17.0 \pm 2.7$	$5.1 \pm 1.2$	1054
гп 1	$11.0 \pm 1.5$	$15.1 \pm 1.2$	$7.9 \pm 0.6$	1391
гп 2	$11.8 \pm 0.9$	$10.6 \pm 1.2$	$7.6 \pm 0.4$	3799
гп 3	$10.6 \pm 1.4$	$15.5 \pm 2.0$	$6.9 \pm 0.5$	5519
гп 4	$14.1 \pm 1.6$	$19.1 \pm 1.0$	$6.5 \pm 1.3$	1015
<b>среднее</b>	<b><math>11.1 \pm 0.6</math></b>	<b><math>15.1 \pm 1.3</math></b>	<b><math>7.1 \pm 0.3</math></b>	

В действительности, распределение скоростей звезд сильно структурировано. Таким образом, большие ошибки, особенно при определении компоненты  $V_0$ , вызваны локальными эффектами в распределении остаточных скоростей звезд. Необходимо увеличить рассматриваемый объем Галактики. Удобными объектами для определения скорости солнечного движения являются рассеянные звездные скопления (РЗС). Это достаточно молодые объекты, имеющие близкие к круговым орбиты.

На рис. 9 показано поле остаточных скоростей для РЗС (лучевая составляющая остаточной скорости  $V_R$  положительна в направлении от центра Галактики, тангенциальная составляющая  $V_\theta$  положительна в сторону вращения Галактики). Распределение достаточно однородно, и кинематические группировки скоплений практически не выделяются. На распределении РЗС в плоскости Галактики с остаточными скоростями (рис. 6) можно заметить, что, вероятно, собственные движения слабых объектов каталогов UCAC-2 и UCAC-3 отягощены существенными систематическими ошибками. Поэтому для вычисления компонентов скорости движения Солнца по РЗС можно использовать скопления, находящиеся на расстоянии не более 1 кпк от Солнца.

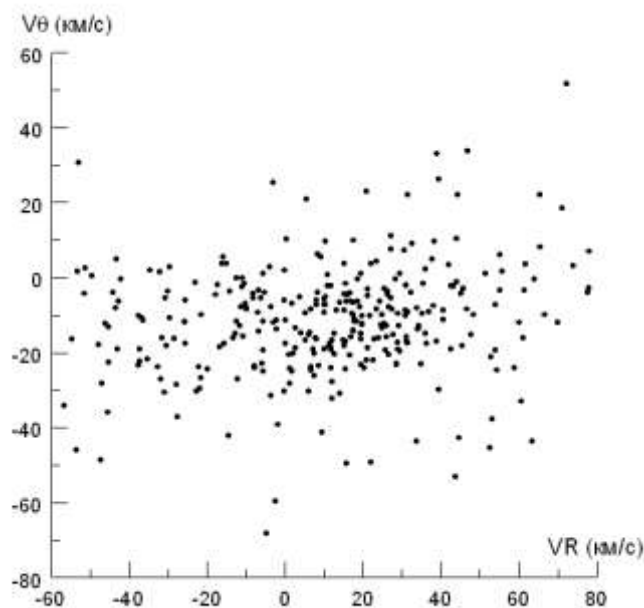


Рис. 9 Компоненты пространственных скоростей звезд, оставшихся в выборке.

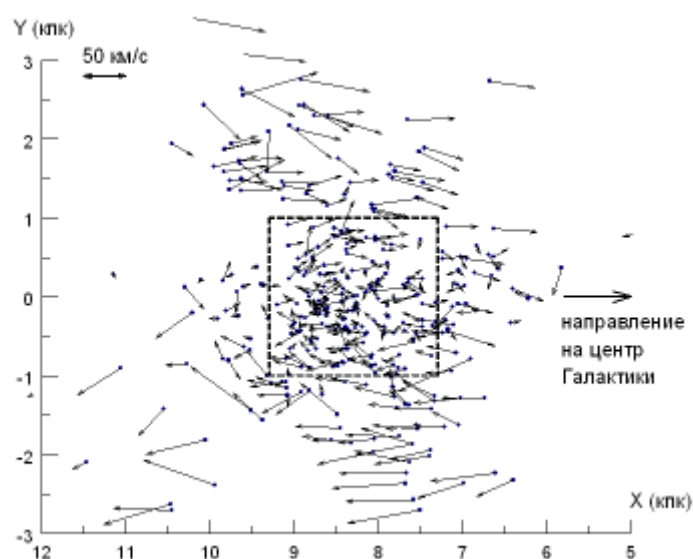


Рис.10. Векторы остаточных скоростей в проекции на плоскость Галактики (см. текст).

Отбор используемых скоплений осуществлялся также по диаграмме Линдблада. Исходя из наименьшей величины ошибки определяемых коэффициентов, оптимальное количество скоплений получилось равным 220. Компоненты скорости солнечного движения по РЗС равны  $U_0 = 9.4 \pm 0.2$  км/с,  $V_0 = 11.0 \pm 0.5$  км/с. В качестве  $W_0$  было взято значение 7.1 км/с, полученное по звездам, так как рассеянные скопления принадлежат тонкому диску Галактики и имеют очень небольшие скорости в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики. Компоненты скорости движения

Солнца ( $U_0$  и  $V_0$ ) для разного числа скоплений, полученные по лучевым скоростям и собственным движениям, показаны на рис. 11.

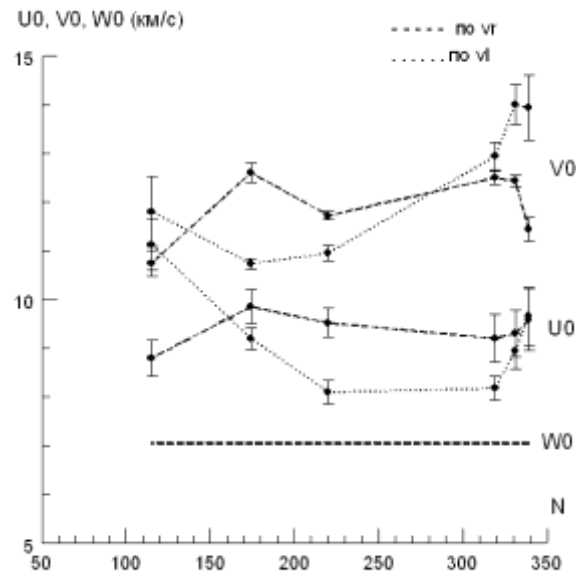


Рис. 11. Компоненты скорости Солнца для РЗС в зависимости от объема выборки.

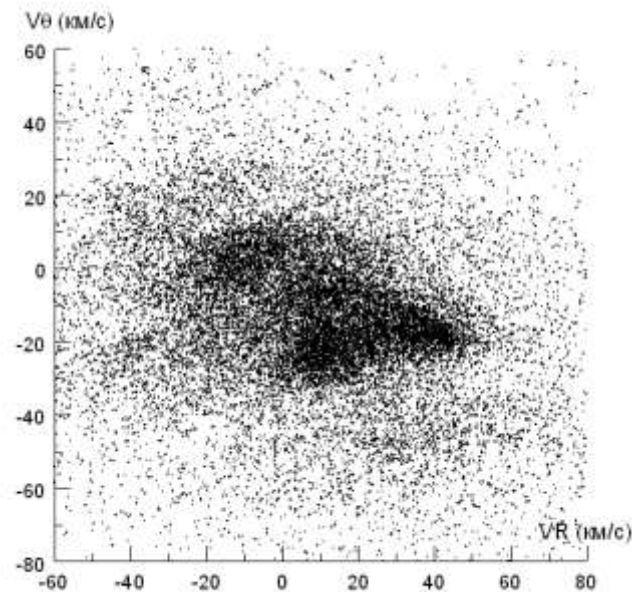


Рис. 12. Распределение остаточных скоростей звезд полной выборки. Хорошо видно существенное отклонение от эллипсоидального распределения, даже если иметь в виду асимметрию Стремберга.

Таким образом, компоненты скорости движения Солнца по лучевым скоростям и собственным движениям звезд получились равными:  $U_0 = 11.1 \pm 0.6$  км/с,  $V_0 = 15.1 \pm 1.3$  км/с,  $W_0 = 7.1$  км/с, по рассеянным звездным скоплениям:  $U_0 = 9.4 \pm 0.2$  км/с,  $V_0 = 11.0 \pm 0.5$  км/с. Различия в этих оценках и ранее получавшихся в других работах значительно больше интервала

ошибок. Исходя из полученных величин ошибок, можно сделать вывод, что звезды окрестностей Солнца менее пригодны для получения компонентов скорости движения Солнца в связи с особенностями распределения скоростей. Кинематические группы не дают однозначно установить систему отсчета скоростей в Галактике.

Далее было исследовано поле остаточных скоростей звезд. На плоскости  $V_R - V_\theta$  (рис. 12) явно выделяются сгущения звезд, имеющих близкие скорости, так называемые движущиеся группы. Движущиеся группы, вероятно, имеют динамическое происхождение, поэтому их удобно использовать для изучения крупномасштабной структуры и динамики Галактики.

К распределению скоростей на плоскости  $V_R - V_\theta$  было применено вейвлет-сглаживание, использующее МНАТ-вейвлет. На рис. 13 показано сглаженное поле остаточных скоростей звезд.

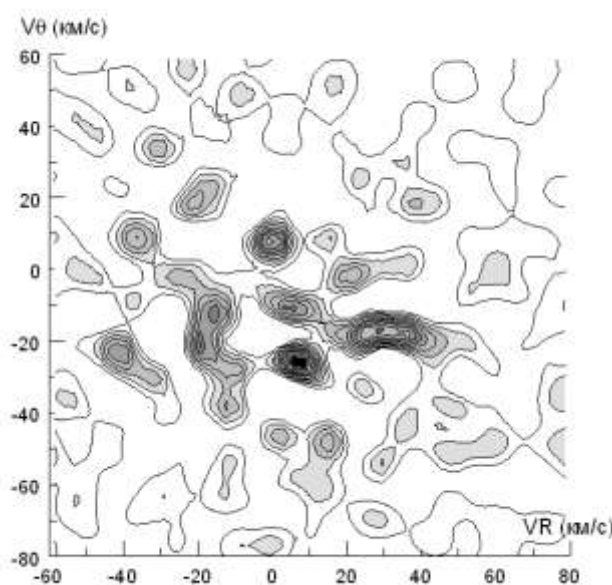


Рис. 13. Сглаженная картина распределения точек рис.12. Хорошо выделяются сгущения, соответствующие кинематическим группам, плохо видимые на рис.12.

Полосовая цифровая фильтрация позволила выделить многочисленные сгущения звезд, в основном совпадающие с известными кинематическими группами (рис. 13 - 14).



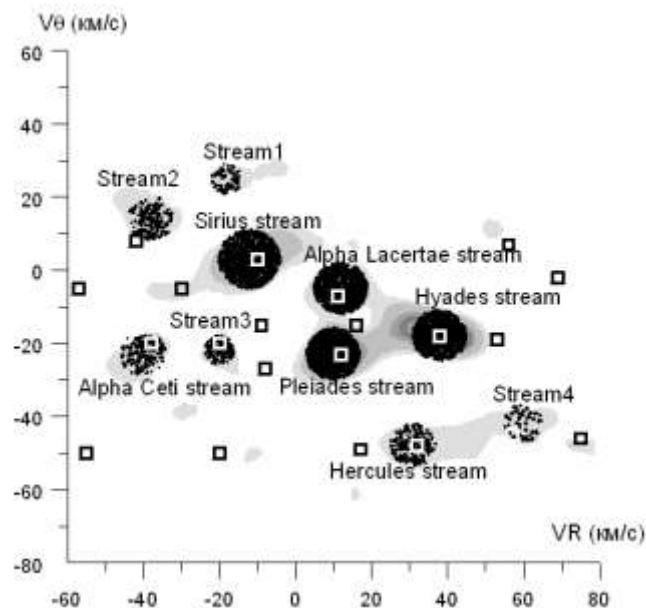


Рис. 14. То же, что на рис.13, но указаны как известные, так и вновь выделенные движущиеся (кинематические) группы.

Названия выделенных движущихся групп взяты из работ Francis, Anderson [10], Antoja, Figueras et al. [11] и Famaey, Siebert, Jorissen [12]. Наиболее полное распределение движущихся групп представлено в работе Zhao, Zhao, Chen [13] и показано на рисунке темными и светлыми квадратами. Следует отметить, что Stream 1 не отмечен ни в одной из работ. На диаграмме Линдблада (рис. 15) выделенные движущиеся группы звезд хорошо разделяются.

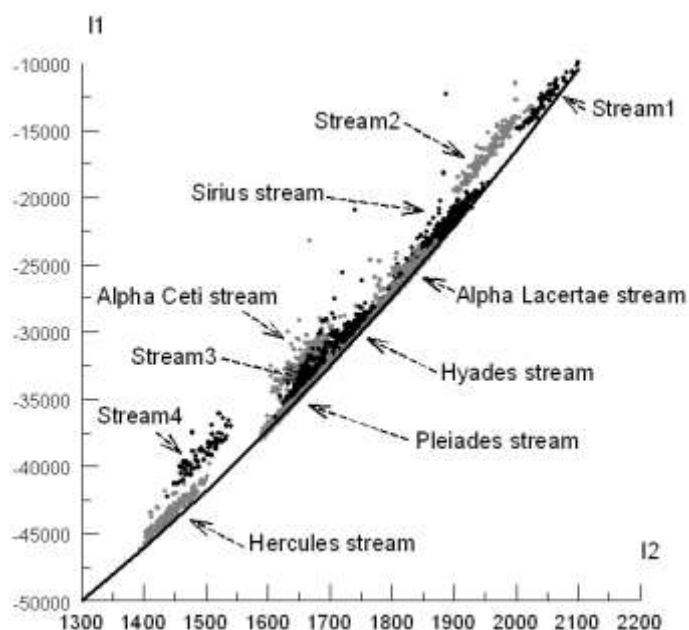


Рис. 15. Диаграмма Линдблада звезд выборки, кинематические группы хорошо выделяются на диаграмме.

Для выделенных движущихся групп были построены диаграммы Герцшпрунга-Рессела (рис. 16). Показанные на рисунке изохроны взяты из работы Girardi, Bertelli et al. [9].

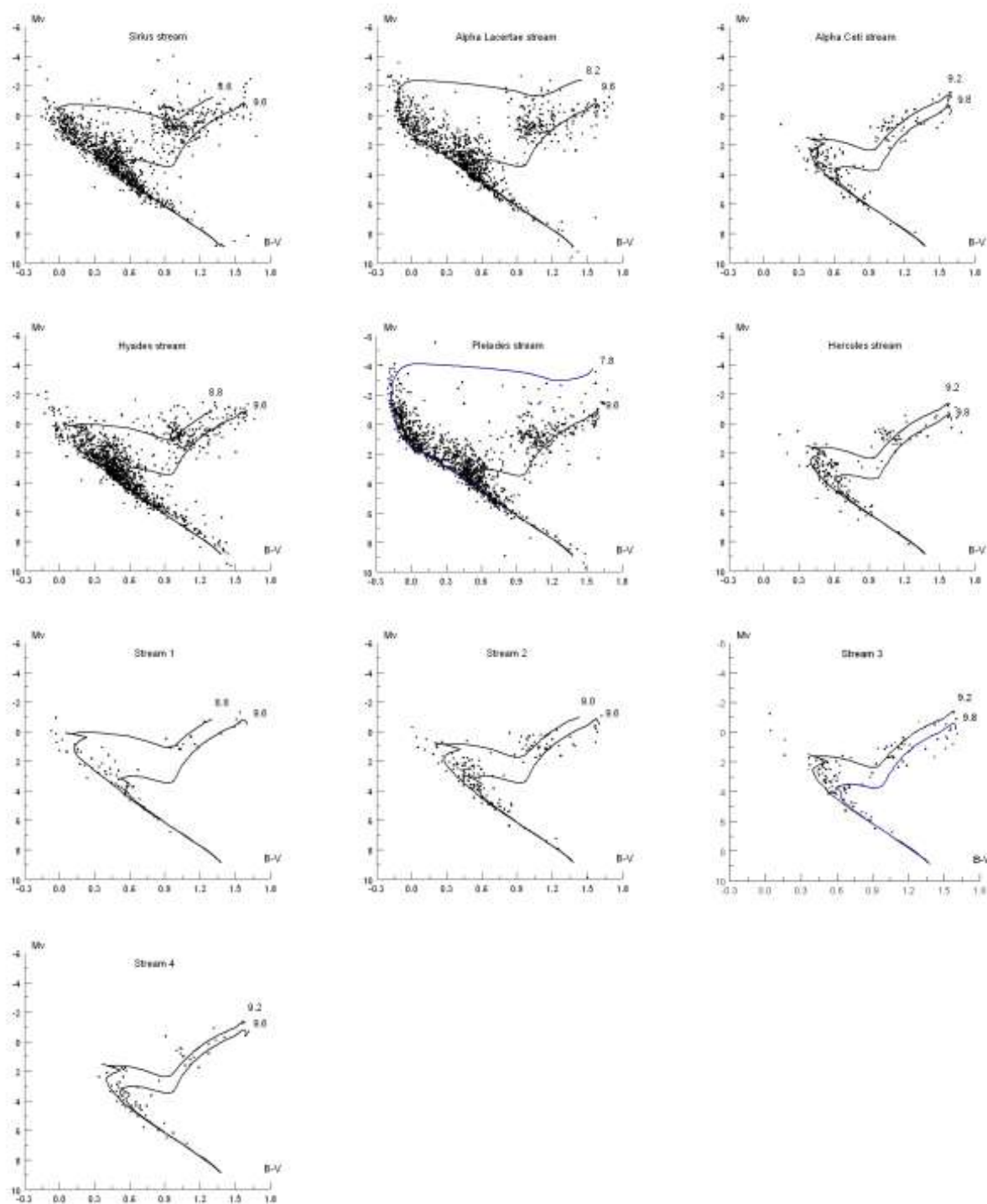


Рис. 16. Диаграммы звездная величина — показатель цвета для кинематически выделенных членов движущихся групп.

Можно видеть, что, чем дальше к периферии на диаграмме  $V_R-V_0$  расположена движущаяся группа, тем больше ее диаграмма Герцшпрунга-Рессела похожа на диаграмму для рассеянного звездного скопления. Идея чисто динамического происхождения групп (например, предложенная в работе Famaey et al. [14]) на основе большого разброса возрастов и металличностей звезд в пределах одной группы не очень убедительна, так как единственный критерий принадлежности к группе - кинематический. Поэтому вопрос о происхождении движущихся групп остается открытым.

С 2009 по 2011 г.г. в Коуровской астрономической обсерватории Уральского государственного университета на одном из телескопов сети "МАСТЕР" (Lipunov, [15]) были выполнены фотометрические наблюдения с целью поиска переменных звезд в областях звездообразования и рассеянных звездных скоплениях (РЗС). В программу наблюдений были включены РЗС NGC7129 и NGC188 и область вокруг молодой переменной звезды V0645Cyg.

Телескоп "МАСТЕР" оснащен двумя оптическими трубами, в главном фокусе каждой установлен фотометр со стандартным набором фильтров системы Джонсона-Козинса (BVRcIc) и ПЗС приемником Apogee Alta U16 4096x4096 с размером пикселя 9x9 мкм. Поле зрения телескопа 2x2 градуса. Средний диаметр изображения звезды составляет 5 угловых секунд. Первоначальная редукция (вычитание темновых кадров и деление на кадры плоского поля) и апертурная фотометрия были сделаны в программном пакете IRAF V2.14.

**NGC7129** (R.A.2000 =  $21^h42^m59^s$ , Dec.2000 =  $+66^\circ06'48''$ ) - область активного звездообразования, состоящая из молодого рассеянного скопления, наблюдаемого на фоне отражательной туманности. В ней так же наблюдаются объекты Herbig-Haro (HH) [16], водяные мазеры, звезды типов Т Тау и Herbig Ae/Be [17]. Расстояние до нее составляет  $1260 \pm 50$  пк., размер 10 пк., масса  $2000 M_\odot$ , эффективность звездообразования не менее 5%, возраст 3 миллиона лет. Магакян Т. Ю. и др. [18] в 2004 году обнаружили 10 эмиссионных звезд, которые определили, как звезды типа Т Тау [19]. В таблице 2 приведена краткая информация по известным переменным звездам в области этого скопления. Семков Е. [20-23] в период с 1994 по 2006 г.г. проводил фотометрические исследования уже известных переменных звезд V350Сер и V391Сер. Длительные серии наблюдений с целью обнаружения переменных звезд в NGC7129, ранее не проводились.

Таблица 2: Известные переменные звезды в исследуемой области.

R.A., DEC.(2000)	Имя	Переменность
21 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup> 59 <sup>s</sup> 66°11'28"	V0350Сер	17.0 - <21.0 p
21 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup> 50 <sup>s</sup> 66°06'35"	V0361Сер	10.07 - 10.2 V
21 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> 06 <sup>s</sup> 66°06'54"	V0373Сер	11.82 - 12.89 V
21 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup> 57 <sup>s</sup> 66°04'22"	V0392Сер	(1.2) r
21 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> 34 <sup>s</sup> 65°48'43"	NSV13871	14.8 - ? V
21 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> 11 <sup>s</sup> 66°30'21"	Cl*NGC7129 SV1	15.9 - 16.7

Наблюдения проводились в период с 22 октября 2009 по 20 ноября 2010 г.г. В течение 19 ночей было получено 730 кадров в фильтре V, 190 в фильтре Rc и 800 в фильтре Ic. Фотометрия была сделана для 2300 звезд в небольшой области кадра (75'x45'), содержащей скопление NGC7129. Для 700 звезд в диапазоне звездных величин 11<sup>m</sup>—16<sup>m</sup> точность фотометрии составила 0.007<sup>m</sup>—0.06<sup>m</sup>. Мы открыли 23 новые переменные звезды и уточнили фотометрические данные для 5 известных переменных звезд из таблицы 2. Наши результаты подтверждают имеющиеся данные для известных переменных звезд V373 Сер, V350 Сер, и Cl NGC7129 SV1 (Semkov [23]). Заподозренная в переменности звезда NSV 13871 не показала изменений блеска в пределах ошибок фотометрии  $\pm 0.02^m$ .

По форме кривой блеска мы классифицировали три звезды, как затменно-переменные типов EA, EB, EW и две вращательные переменные типа BY. Для определения периодов использовалась программа Winefk написанная Горанским В.П.

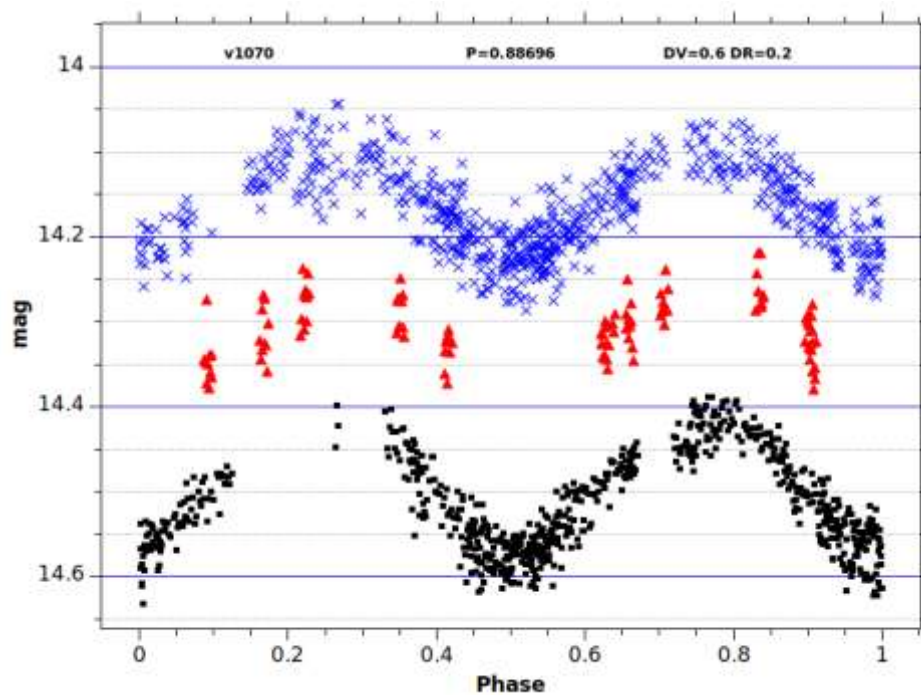


Рис. 17: Переменная звезда 2MASS 2139551

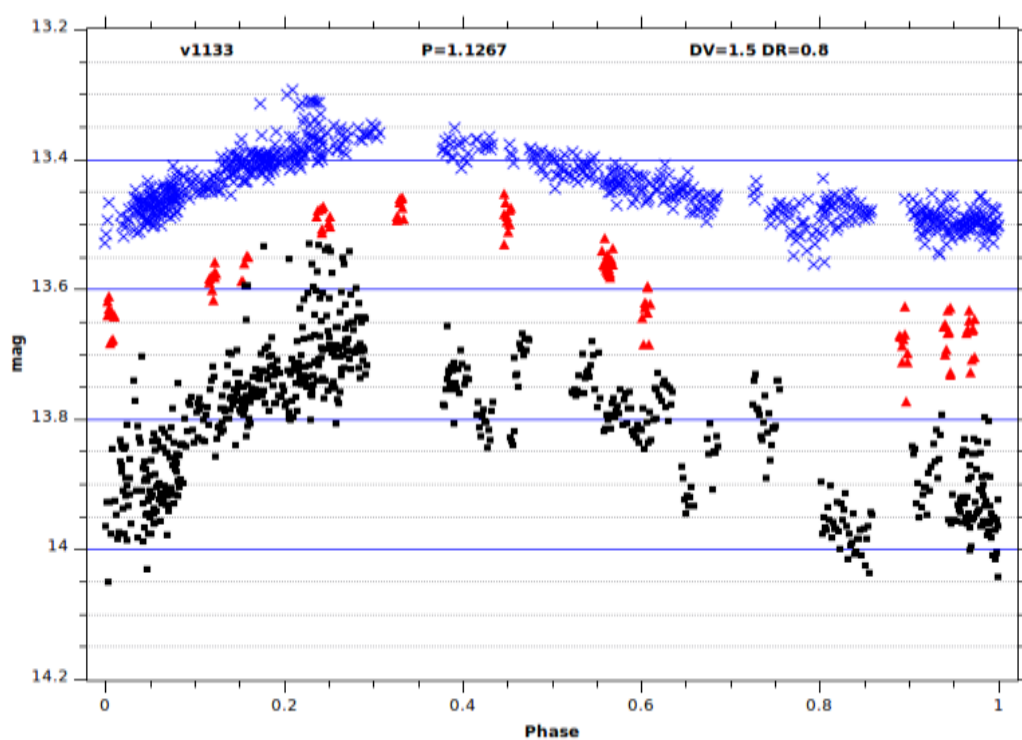


Рис. 18: Переменная звезда 2MASS 21424705+6604578.



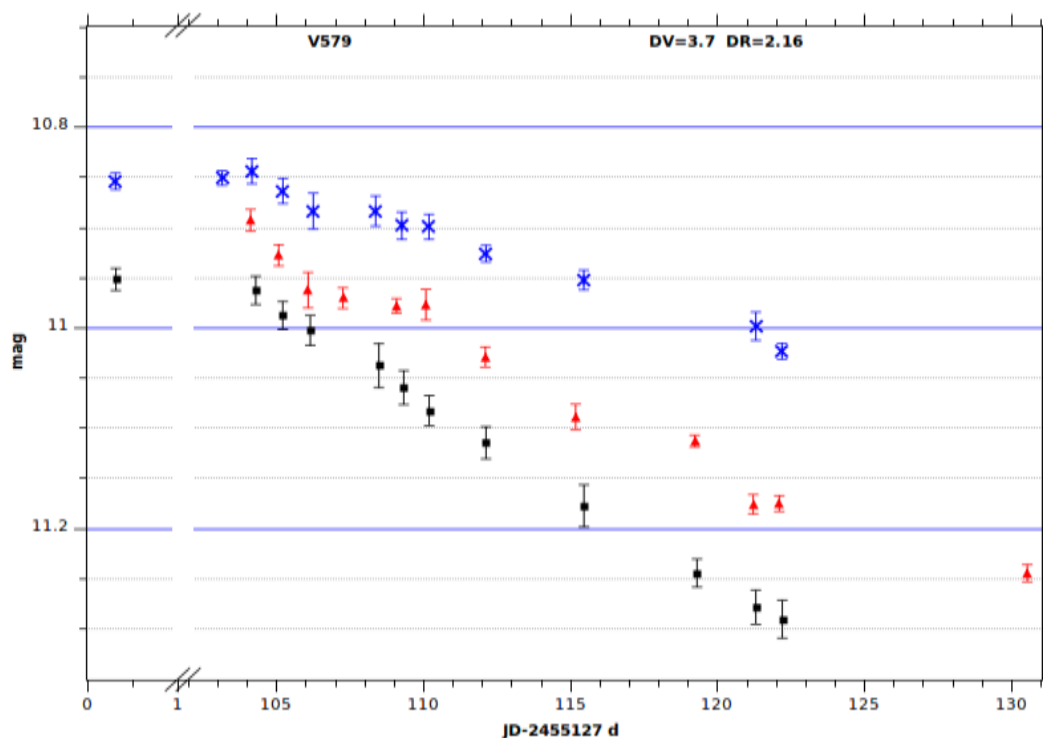


Рис. 20: Переменная звезда 2MASS 21412361+6555377 – кривая блеска в трех цветах.

Таблица 3: В таблице приведены номера по каталогу 2MASS, экваториальные координаты, тип переменности, звездная величина в максимуме блеска, в минимуме блеска, фильтр в котором приведены звездные величины, период в долях дня, начальная эпоха наблюдений.

2MASS	RA, DEC(2000)	Тип	max	min	Филь тр	Период	JD <sub>0</sub>
21442961+65 48438	21 44 29.41 +65 48 43.83	EA:	14.38	14.7 2	R		
21433767+65 50489	21 43 37.56 +65 50 49.35	INT:	16.92	17.6 7	R		
21435283+65 54277	21 43 52.65 +65 54 27.59	SR:	12.77	12.8 9	R	23.05:	
21412361+65 55377	21 41 23.50 +65 55 37.50	SR:	13.05	13.4 1	R		
21422105+65 55405	21 42 20.89 +65 55 40.48	SR:	14.40	14.5 5	R		
21430782+65 57095	21 43 07.59 +65 57 09.44	I:	13.26	13.5 0	I		

21421203+66 00254	21 42 11.89 +66 00 25.09	INT:	15.62	16.4 8	R		
21405762+66 02255	21 40 57.54 +66 02 25.26	SR:	12.29	12.5 6	R		
21405096+66 03475	21 40 50.86 +66 03 47.58	SR:	10.85	10.9 7	R		
21395519+66 04069	21 39 55.15 +66 04 06.85	EW	14.09	14.2 2	I	0.8869	2455232. 35
21425961+66 04338	21 42 59.44 +66 04 33.46	INT	15.17	15.9 4	I	4.4:	
21440634+66 04231	21 44 06.17 +66 04 22.71	INT:	16.06	17.3 8	R		
21424705+66 04578	21 42 46.92 +66 04 57.69	BY:	14.27	14.5 0	R	1.1267	2455235. 46
21431683+66 05486	21 43 16.86 +66 05 48.60	IN:	15.79	16.0 1	I		
21430188+66 06447	21 43 01.89 +66 06 44.70	INT:	14.89	15.1 1	I		
21425261+66 06572	21 42 52.44 +66 06 56.78	INT	15.66	16.1 0	I		
21425349+66 08053	21 42 53.49 +66 08 05.20	IN:	16.17	16.4 1	R		
21433182+66 08506	21 43 31.80 +66 08 50.50	INT	16.73	17.8 3	R		
21431161+66 09114	21 43 11.46 +66 09 11.20	INT	15.21	15.4 7	R	1.70:	
21432695+66 09365	21 43 26.95 +66 09 36.50	IN:	14.89	14.9 9	I		
21432290+66 10000	21 43 22.76 +66 10 00.70	LB:	15.57	16.1 1	I		
21433625+66 11329	21 43 36.15 +66 11 32.82	BY:	12.83	12.9 6	R	3.7701	2455127. 67
21424283+66 12282	21 42 42.72 +66 12 28.05	EB	13.63	13.8 9	R	1.2641	2455237. 12
21424023+66 13287	21 42 40.10 +66 13 28.44	INT:	15.54	16.8 0	I		
21413315+66 22204	21 41 33.05 +66 22 20.18	INT	14.37	14.9 4	R		



21403066+66 26034	21 40 30.58 +66 26 03.00	LB:	13.08	13.2	R
				0	
21402965+66 26442	21 40 29.54 +66 26 43.53	INT:	16.44	16.7	R
				9	
21444647+66 27018	21 44 46.36 +66 27 01.62	SR:	10.32	10.3	I
				9	

Полученные результаты опубликованы в электронном журнале «Peremennye Zvezdy, Prilozhenie» (Popov, [26]).

**V0645Cyg** (R.A.2000 = 21<sup>h</sup>39<sup>m</sup>58<sup>s</sup>, Dec.200 = +50°14'21") переменная звезда Орионового типа. Данный тип характеризуется нерегулярными, эруптивными вспышками. Обычно эти переменные связаны с яркими или темными диффузными туманностями или в их окрестностях. Вероятно это молодые объекты, не дошедшие до начальной главной последовательности нулевого возраста. Расстояние до звезды — 3500 пк., спектральный класс A0 (по данным электронной базы данных <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>), амплитуда изменения блеска 13.6<sup>m</sup> — 17.0<sup>m</sup> (p) (по данным электронного каталога VSX <http://www.aavso.org/vsx>).

Наблюдения были выполнены в период с 03 по 21 февраля 2010 г. В течение 11 ночей было получено 87 кадров в фильтре R и 26 в фильтре V. В небольшой области кадра (20'x20') вокруг V0645Cyg была сделана фотометрия для 980 звезд. Точность фотометрии составила 0.007<sup>m</sup>—0.06<sup>m</sup> в диапазоне звездных величин 11<sup>m</sup>—16<sup>m</sup>.

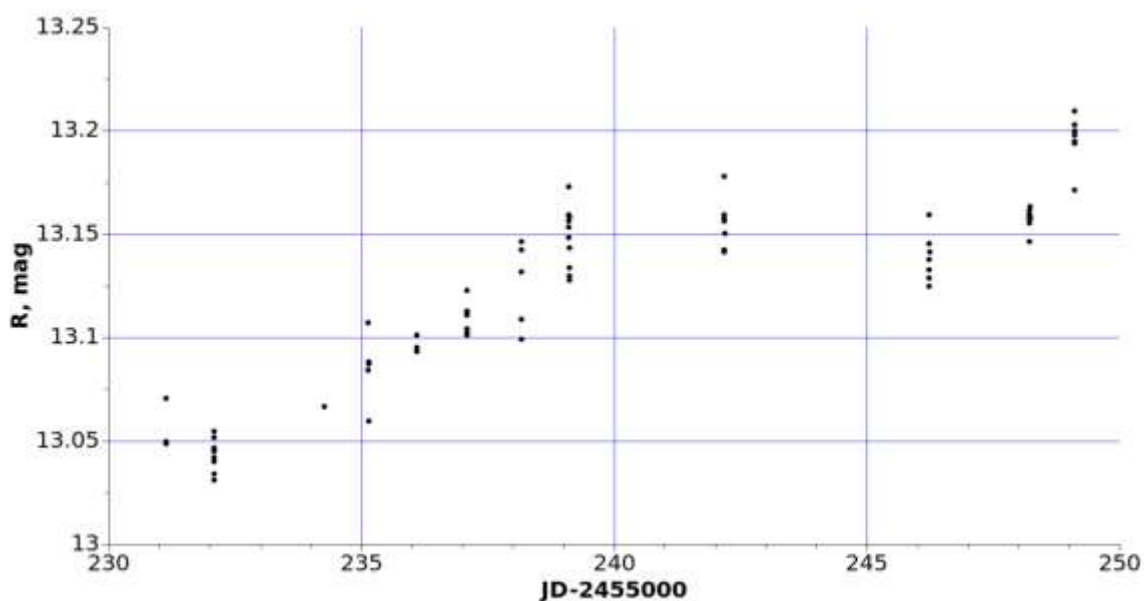


Рис.21: Кривая блеска V0645Cyg.

**NGC188** (R.A.2000 = 00<sup>h</sup>48<sup>m</sup>26<sup>s</sup>, Dec.2000 = +85°15'18") хорошо изученное рассеянное скопление, об этом свидетельствует большое количество статей (более 500 за 50 лет) и известных переменных звезд (более 50 в поле зрения нашего телескопа). Расстояние до скопления — 2047 пк.,  $A_v = 0.082^m$ ,  $\log T = 9.632$ ,  $[Fe/H] = -0.02$  (данные из электронного каталога WEBDA). Наблюдения проводились с целью изучения фотометрических свойств телескопа, привязки фотометрической системы телескопа к стандартной, параллельно выполнялся поиск переменных звезд.

С 11 по 19 марта 2011 г. в течение 5 ночей были выполнены наблюдения рассеянного звездного скопления NGC188. Было получено 34 кадра в фильтре В, 214 в фильтре Ic и 207 в фильтре Rc. Для преобразования инструментальных звездных величин в стандартные использовались фотометрические данные, полученные ранее (Stetson, [27]).

Из 2591 в полосе В, 916 в полосе Rc и 912 в Ic общих звезд были получены следующие уравнения:

$$B-b = -0.829(0.009)+0.052(0.005)*(b-r)$$

$$R-r = -0.422(0.003)-0.126(0.012)*(r-i)$$

$$I-i = -1.088(0.003)+0.027(0.012)*(r-i)$$

$$B = -0.601(0.022)+0.992(0.001)*b$$

$$R = -0.162(0.044) + 0.987(0.003) * r$$

$$I = -0.766(0.055) + 0.981(0.003) * i$$

где B,R,I стандартные звездные величины, а b,r,i — инструментальные. В скобках указаны стандартные отклонения, приведенных коэффициентов.

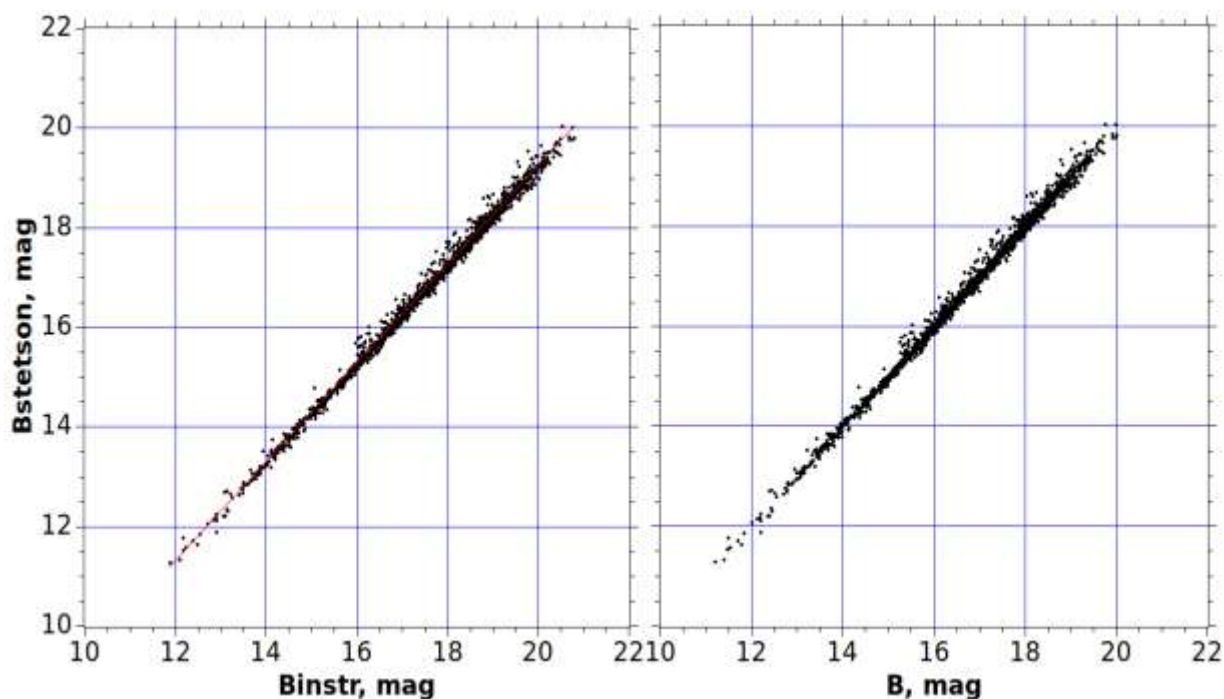


Рис. 22: На рисунке приведена зависимость инструментальных звездных величин (слева) и преобразованных (справа) от стандартных.

По данным электронного каталога американского сообщества наблюдателей переменных звезд (<http://www.aavso.org/vsx/>) в окрестностях (2x2 градуса) рассеянного скопления NGC188 известна 81 переменная звезда. Из 81 звезды в нашей работе были профотометрированы 58. Наши результаты не противоречат некоторым предыдущим, для других переменность не была зафиксирована в пределах наших ошибок. В данной работе мы открыли 11 новых переменных звезд, о которых нет информации ни в ОКПЗ, ни в каталоге VSX и для одной звезды уточнили тип переменности и период.

Таблица 4: В таблице приведены номера по каталогу 2MASS, экваториальные координаты, тип переменности, звездная величина в максимуме блеска, в минимуме блеска, фильтр в котором приведены звездные величины, период в долях дня, начальная эпоха наблюдений.

2MASS	RA, DEC(2000)	Тип	max	min	Фильтр	Период	JD <sub>0</sub>
00365525+843 3366	00 36 55.26 +84 33 36.7	EW	13.81	13.96	R	0.3518	245564 0.26
01081272+843 8061	01 08 12.72 +84 38 06.1	EW	14.95	15.65	R	0.3077	245563 9.33
00375107+844 4311	00 37 51.08 +84 44 31.2	VA R	15.35	15.51	R		
00224443+844 8486	00 22 44.44 +84 48 48.6	VA R	12.69	12.91	R		
00574795+850 2290	00 57 47.95 +85 02 29.0	VA R	13.25	13.32	R		
01073954+850 4072	01 07 39.55 +85 04 07.3	L:	14.44	14.6	R		
00424049+851 6494	00 42 40.49 +85 16 49.4	L:	14.71	14.81	R		
00322120+851 8390	00 32 21.21 +85 18 38.9	L:	13.92	14.08	R		
00390088+852 8154	00 39 00.88 +85 28 15.6	L:	13.01	13.06	R		
00145705+853 6311	00 14 57.05 +85 36 31.0	L:	13.85	13.96	R		
00305224+854 5368	00 30 52.24 +85 45 36.7	EA	15.95	16.41	R		
01164582+854 6202	01 16 45.82 +85 46 20.3	EA	15.87	16.61	R		

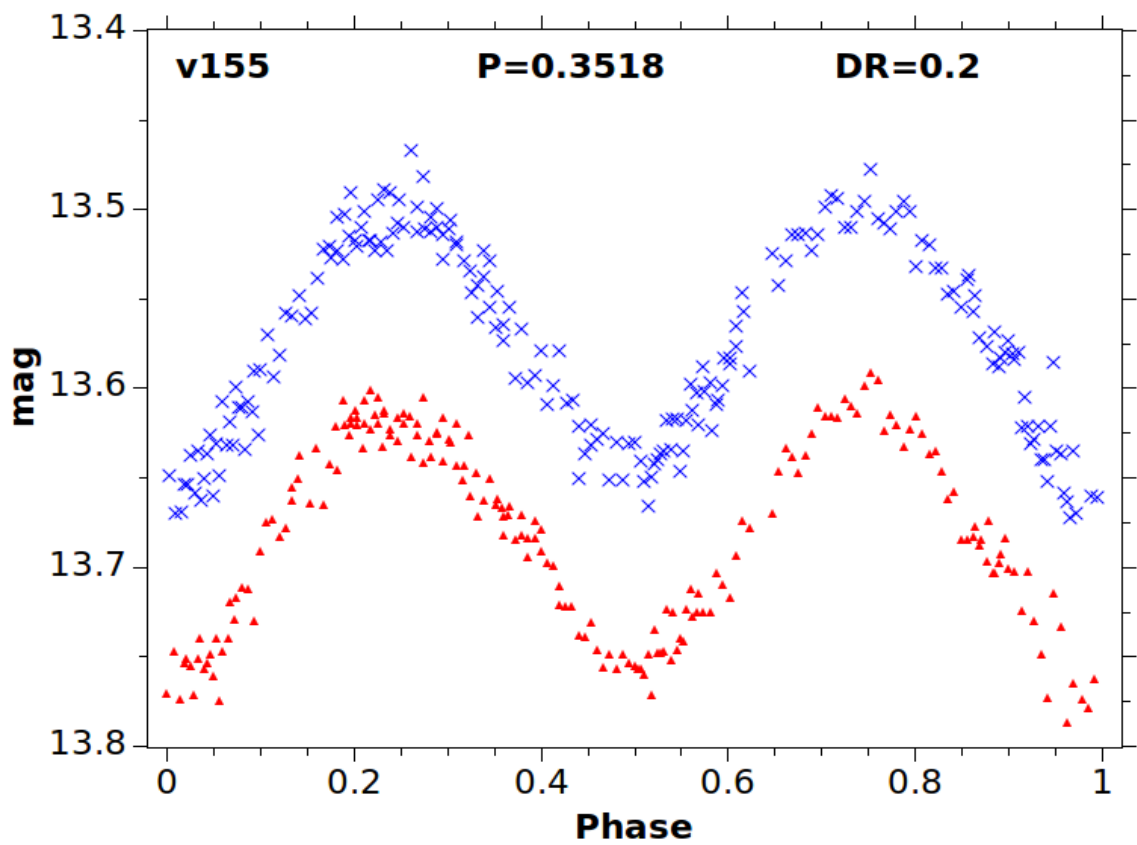


Рис. 23: Кривая блеска переменной звезды 2MASS 00365525+8433366.

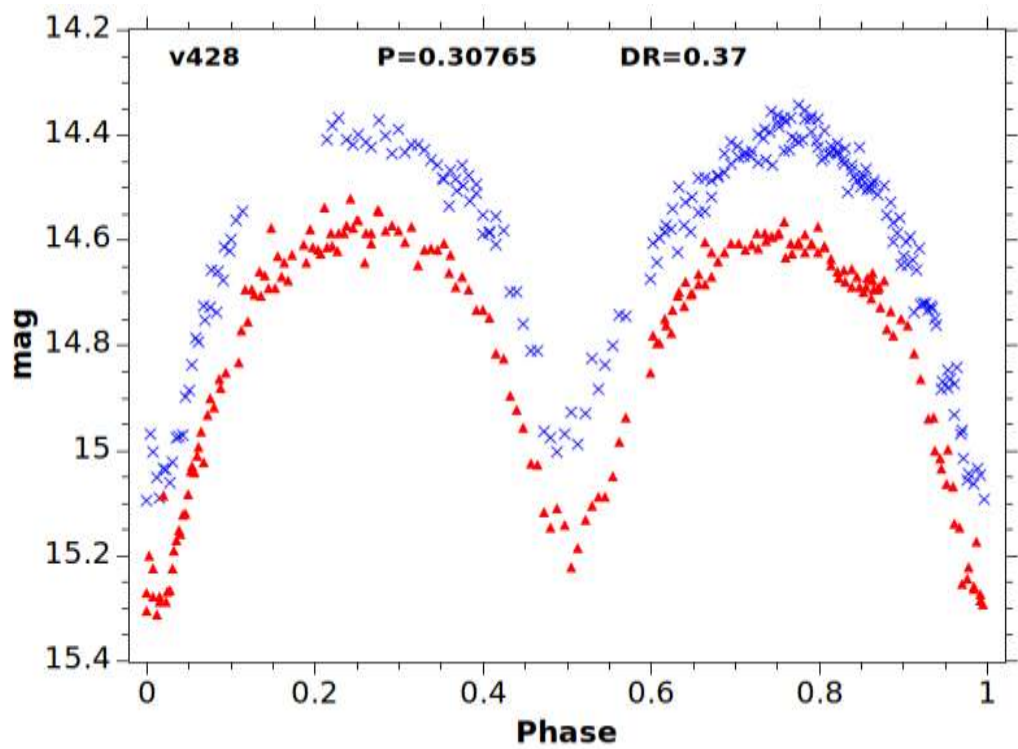


Рис. 24. Кривая блеска переменной звезды 2MASS 01081272+8438061.

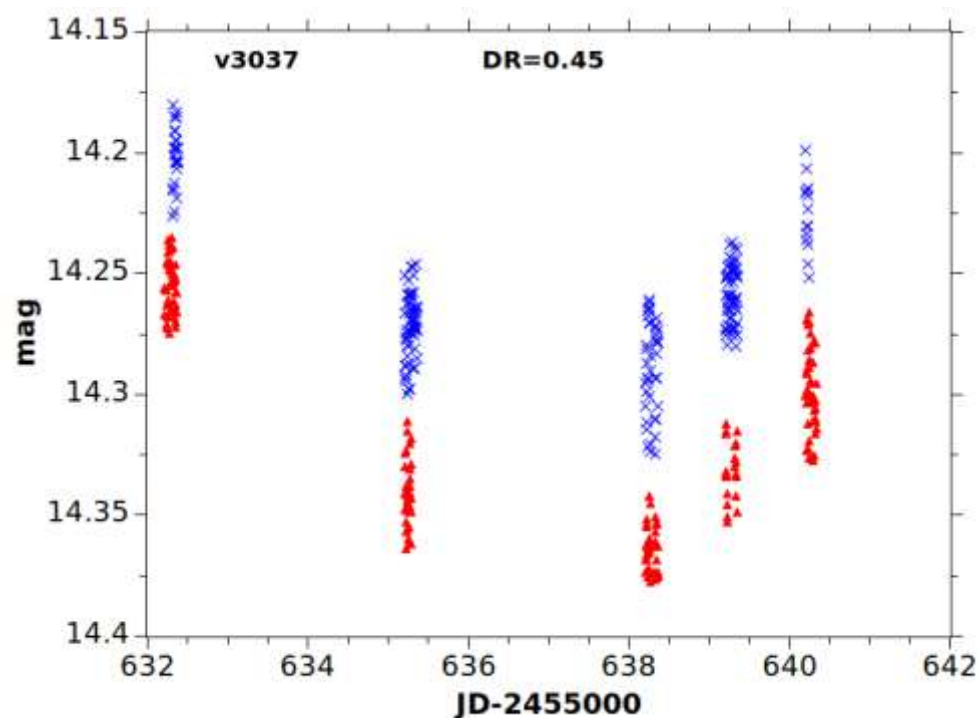


Рис. 25. Переменная звезда 2MASS 00424049+8516494.

Из приведенных выше результатов наблюдений и обработки фотометрии широких звездных полей можно сделать вывод, что телескопы серии «Мастер», помимо основных задач по мониторингу космического пространства, параллельно могут использоваться для решения широкого круга звездноастрономических задач, таких как поиск переменных звезд в звездных агрегатах и фотометрия рассеянных звездных скоплений.

## 2.2. Определение физических параметров вещества в объектах современного звездообразования и мониторинг малых изменений параметров по результатам фотометрических, спектральных и радионаблюдений.

### Наблюдения

В направлении на NGC 6334I и NGC 6334I(N) нами был сделан спектральный обзор. Наблюдения были проведены в 1997-1999 гг. на 15 м телескопе SEST в La Silla (Чили) с использованием приемников излучения SESIS 100, SESIS 150, IRAM 115 and IRAM 230. На выходе использовались акусто-оптические спектрометры (AOS) низкого разрешения LRS1 (с шириной полосы 1008.5 МГц) и LRS2 (999.4 МГц). Спектральное разрешение в 2 раза больше расстояния между спектральными каналами. Это инструментальная особенность спектрометров AOS – соответствует сглаживанию данных в соседних каналах и необходима для получения непрерывного покрытия спектра. Что помогает отличить шум в канале от узких реальных спектральных деталей. Наблюдения проводились в режиме двойного наведения луча. В данном режиме, используя движение антенны, источник поочередно устанавливается в сигнальном луче и в луче сравнения. Это дает два спектра, которые вычитаются один из другого, производя горизонтальную базовую линию. Переключение лучей осуществляется вращающимся прерывателем с частотой 6 Гц. Отброс луча составляет 11.5 минут дуги по азимуту (симметрично относительно оси антенны). Данные были получены в 11 спектральных интервалах для NGC 6334I и в шести для NGC 6334I(N); ширина каждого интервала составляла ~1 МГц. В таблице 5 представлены: центральная частота интервала в гигагерцах для каждого интервала, спектральное разрешение в единицах скорости, системная температура в кельвинах для каждого из источников, время накопления сигнала в минутах для обоих источников, диаграмма направленности в секундах дуги, используемый тип спектрометра.

Таблица 5: Параметры наблюдений молекулярных ядер

Центр. част. (ГГц)	Спектр. разреш. (км с <sup>-1</sup> )	Системная температура (К)	Время накопл. сигнала (мин)		Диаграм. направл. (")	AOS
		I      I(N)	I	I(N)		LRS2

80.99323	5.14	374.9		8		59	LRS2
88.94009	4.68	188.6	192.5	16	4	56	LRS1
94.54178	4.40	235.6		8		53	LRS2
96.74458	4.30	212.1	212.1	4	4	53	LRS2
110.00000	3.78	214.4	206.9	2	4	47	LRS1
147.63000	2.84	178.8		8		39	LRS1
156.82851	2.68	543.8	537.9	4	4	37	LRS1
165.06116	2.54	262.0	259.4	16	4	35	LRS2
219.79828	1.90	235.4		8		25	LRS1
239.13792	1.76	295.8		8		22	LRS1
241.46425	1.74	295.8	305.0	8	4	22	LRS

Каталоги зарегистрированных молекул опубликованы в статье (Kalinina et al., [44]).

Всего было обнаружено 209 спектральных деталей в направлении на NGC 6334I, из которых 203 детали отождествляются с переходами 25 молекулярных линий. Спектр NGC 6334I(N) оказался существенно беднее: обнаружено 63 детали, 55 из которых принадлежат 13 молекулам.

## 2. Анализ данных.

Для нескольких молекул, зарегистрированных в NGC 6334I, а именно:  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ ,  $\text{HCOOCH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{HNCO}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$  и  $\text{CH}_3\text{CCH}$ , имеющих три или более переходов, охватывающих достаточно широкий спектр энергий верхнего уровня относительно основного состояния, стандартным методом вращательных диаграмм (Turner, [51]) получены лучевые концентрации и вращательные скорости.

Метод предполагает:

(1) населенности всех уровней энергии молекулы находятся в равновесии при определенной температуре, называемой вращательной температурой  $T_{\text{rot}}$



(приближение Локального Термодинамического Равновесия, здесь и далее ЛТР);

(2) эмиссионные линии являются оптически тонкими;

(3) источник однороден и полностью заполняет диаграмму направленности;

(4) влиянием поля излучения подложки можно пренебречь.

Если выполняется условие локального термодинамического равновесия и отождествление молекул проведено корректно, тогда зависимость  $Y(X)$  будет линейной, где

$$X = E_u/k$$

$$Y = \log(3kW)/(8\pi^3\nu S \mu^2 g_I g_K)$$

$E_u$  – энергия верхнего уровня перехода,

$k$  – постоянная Больцмана,

$W$  – интегральная интенсивность линии,

$S$  – сила линии,

$\mu$  – непрерывный электрический дипольный момент,

$g_I$  – вес приведенного ядерного спина,

$g_K$  – вырожденность  $K$ -го уровня.

Таким образом вращательная температура находится из наклона прямой линии, а лучевая концентрация из пересечения прямой линии с осью ординат  $Y$  при энергии верхнего уровня  $E_u = 0$ . Прямая линия получается из приближения данных методом наименьших квадратов. На рис. 26 представлены вращательные диаграммы для ряда молекул, наблюдавшихся в молекулярном ядре NGC 6334I. Если такая зависимость не является линейной, тогда допущение об оптически тонкой эмиссии в линиях и ЛТР приближении неприменимо. В таком случае появляется необходимость дополнительного рассмотрения данных для получения температур возбуждения и лучевых концентраций. Также большие отклонения точек от линейной зависимости можно интерпретировать как неверные отождествления соответствующих молекулярных линий. Мы исключили из рассмотрения неразрешаемые блендированные переходы и точки, слишком резко отстоящие от линии наименьших квадратов.

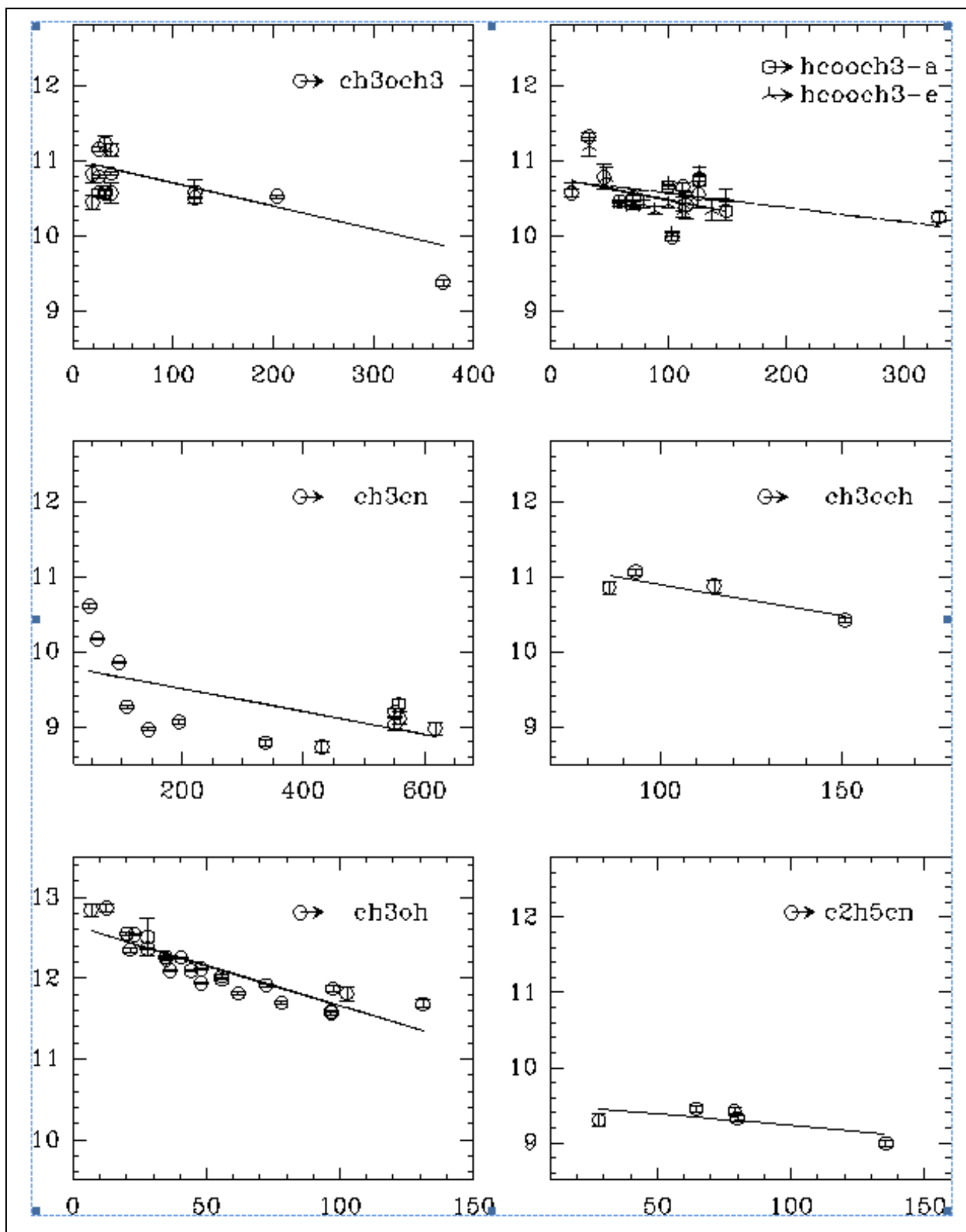


Рис. 26: Вращательные диаграммы для ряда молекул в NGC 6334I. По оси абсцисс отложены значения  $E_u/k$ , по оси ординат –  $\log(3kW)/(8\pi^3vS\mu^2g_I g_K)$ .

Параметры молекулярных переходов, использованные для построения вращательных диаграмм, приведены в таблицах (6 – 12). В этих таблицах

$\log(\text{Int})$  – десятичный логарифм интегральной интенсивности, выраженной в единицах ( $\text{нм}^2 \text{ МГц}$ ) при 300 К,

$E_{\text{low}}$  – энергия нижнего уровня перехода (в  $\text{см}^{-1}$ ) относительно основного состояния,

$g_{\text{up}}$  – вырожденность верхнего уровня перехода,

$\int \Delta T_B \Delta \nu$  – зарегистрированная интегральная интенсивность линии (в  $\text{К км с}^{-1}$ ).

### 3.1. $\text{CH}_3\text{OCH}_3$

Таблица 6: Данные для молекулы  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$

Частота (МГц)	Log(Int)	$E_{\text{low}}$ ( $\text{см}^{-1}$ )	$g_{\text{up}}$	$\int \Delta T_B \Delta \nu$ ( $\text{К км с}^{-1}$ )
96849.8500	-5.1722	10.1557	88	0.426
96852.4600	-5.5982	10.1554	33	0.374
147202.0875	-5.3601	17.1723	26	1.140
147206.8073	-4.7489	17.1721	104	1.020
147210.7089	-4.9497	17.1719	65	0.655
147455.6660	-4.3650	252.2233	440	0.489
147727.4357	-5.2735	21.5860	30	1.150
147731.3570	-4.6699	21.5858	120	2.240
147734.9473	-5.0953	21.5857	45	0.468
164990.8311	-4.9290	136.2499	328	0.958
165211.7314	-4.3513	79.2993	248	2.640
165214.6165	-4.7772	79.2992	93	1.180
240985.0778	-4.3627	10.2470	88	2.420

240989.9393	-4.7598	10.2468	33	0.601
241523.8294	-4.7589	10.2298	33	2.290

В молекулярном ядре NGC 6334I отождествлено 37 переходов молекулы  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ , а в NGC 6334I(N) – 4 перехода. Интенсивности линий лежат в интервале 0.06 K – 0.7 K. Почти все линии являются хорошо разрешимыми блендами. Лучевые скорости  $V_{\text{lsr}}$  имеют в среднем значения  $-8 \text{ км с}^{-1}$  –  $-6 \text{ км с}^{-1}$ . Ширины линий изменяются в диапазоне от  $3.2 \text{ км с}^{-1}$  до  $12.6 \text{ км с}^{-1}$ . Для построения вращательных диаграмм были использованы 15 переходов молекулы  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ . Далеко отстоящая от остальных точек на диаграмме точка (Рис.26) соответствует переходу с энергией нижнего уровня, превосходящему аналогичные примерно на порядок.

### 3.2. $\text{CH}_3\text{CCN}$

Таблица 7 : Данные для молекулы  $\text{CH}_3\text{CCN}$

Частота (МГц)	Log(Int)	$E_{\text{low}}$ ( $\text{см}^{-1}$ )	$g_{\text{up}}$	$\int \Delta T_{\text{B}} \Delta \nu$ (K км с $^{-1}$ )
239211.2160	-3.1870	96.9131	58	0.564
239234.0110	-3.4244	71.8934	29	0.827
239247.7272	-3.3863	56.8816	29	1.300
239252.2968	-3.3736	51.8776	29	0.804

В NGC 6334I были отождествлены лишь 4 перехода молекулы  $\text{CH}_3\text{CCN}$ . Метилацетилен считается очень полезной молекулой для изучения межзвездных облаков. Она имеет низкий дипольный момент. Поэтому в большинстве облаков существуют тепловые распределения населенностей уровней молекул. Наряду с молекулой метилцианида  $\text{CH}_3\text{CN}$  молекула  $\text{CH}_3\text{CCN}$  считается хорошим температурным зондом, так как одновременно могут наблюдаться близкие по частоте переходы с очень различными энергиями возбуждения уровней. С малым дипольным моментом молекула возбуждается даже при низких температурах. Таким образом лучевые концентрации молекул с малыми дипольными моментами могут быть увеличены относительно лучевых концентраций молекул с большими дипольными моментами. Подобный эффект был обнаружен в источнике ОМС-1 (Blake et al., 1987). В нашем случае лучевая концентрация  $\text{CH}_3\text{CCN}$  превосходит лучевую концентрацию  $\text{CH}_3\text{CN}$  в 5.8 раза.

### 3.3. HCOOCH<sub>3</sub>

Метилформиат HCOOCH<sub>3</sub> это хорошо известная молекула межзвездной среды, наблюдаемая в горячих ядрах гигантских молекулярных облаков, таких как Orion KL и Sgr B2(N). Хотя детали процесса точно неизвестны, принято считать, что молекулы метилформиата образуются с помощью метанола CH<sub>3</sub>OH и формальдегида H<sub>2</sub>CO. С ростом температуры мантии пылинок начинают испаряться, увеличивая обилие этих молекул. Переходы молекулы метилового эфира муравьиной кислоты HCOOCH<sub>3</sub>

Таблица 8: Данные для молекулы HCOOCH<sub>3</sub>-a

Частота (МГц)	Log(Int)	E <sub>low</sub> (см <sup>-1</sup> )	∫ΔT <sub>B</sub> Δν (К км с <sup>-1</sup> )
88723.2810	-5.7672	28.2863	0.156
88851.6121	-4.8581	9.5049	0.720
147255.6572	-5.1228	82.8818	0.499
147281.0122	-5.1592	82.1851	0.295
147317.7417	-4.8206	73.1909	0.775
147406.3728	-4.6459	64.4237	1.090
147585.2245	-5.1751	74.7024	0.198
147875.9554	-5.1318	98.3899	0.204
148045.8339	-4.3649	43.6870	1.390
164968.6210	-4.1097	35.1700	1.890
165295.4319	-5.4298	17.1208	0.598
220190.2269	-3.8124	64.3444	1.090

Таблица 9: Данные для молекулы HCOOCH<sub>3</sub>-e

Частота (МГц)	Log(Int)	Elow (см <sup>-1</sup> )	$\int \Delta T_B \Delta \nu$ (К км с <sup>-1</sup> )
88843.2108	-4.8582	9.5176	0.879
147265.2511	-5.1228	82.8724	0.640
147304.7921	-5.1459	90.0872	0.193
147310.5899	-4.8206	73.1981	0.373
147325.3040	-4.8205	73.1836	0.459
147397.1188	-4.6460	64.4327	1.220
147411.7148	-4.6459	64.4186	0.647
147524.3698	-4.5252	56.5923	0.682
147681.5498	-5.2020	28.0762	0.346
147717.7611	-4.4350	49.6797	0.984
147851.9359	-5.1322	98.3940	0.305
148028.1468	-4.3651	43.6994	1.130
148040.5767	-4.3650	43.6884	1.035
164955.6700	-4.1098	35.1798	1.760
165275.9040	-5.4301	17.1324	0.440
220166.8155	-3.8125	64.3506	1.210

зарегистрированы только в молекулярном ядре NGC 6334I, всего 44 перехода. Мы обнаружили также один переход молекулы H<sub>2</sub><sup>13</sup>CO в NGC 6334I. Так как в NGC 6334I(N) не отождествлено ни одного перехода метилформиата представляется, что температура в NGC 6334I(N) недостаточно высока для запуска процесса испарения мантий пылинок. Нами было рассмотрено 28 переходов (12 – HCOOCH<sub>3</sub>-a и 16 – HCOOCH<sub>3</sub>-e) с энергиями нижних уровней от 10 К до 98 К. Отдельно расположенная точка на вращательной диаграмме соответствует переходу молекулы с частотой

147875.9554 МГц и самой большой энергией верхнего уровня (148.65719 К) среди всех используемых переходов НСООСН<sub>3</sub>-а.

### 3.4. CH<sub>3</sub>CN

Таблица 10: Данные для молекулы CH<sub>3</sub>CN

Частота (МГц)	Log(Int)	E <sub>low</sub> (см <sup>-1</sup> )	g <sub>up</sub>	∫ΔT <sub>B</sub> Δν (К км с <sup>-1</sup> )
110349.7060	-3.8201	88.6465	30	1.660
110364.4700	-3.3163	53.8969	60	3.760
110374.9860	-3.6410	29.0700	22	3.630
110381.4054	-3.4217	14.1717	30	7.440
110383.4940	-3.5484	9.2052	22	0.870
147149.1280	-2.9141	61.8731	76	3.020
147163.3000	-3.1807	37.0470	34	2.980
147476.0380	-3.8992	377.9484	34	0.211
147550.4360	-4.4609	505.1892	38	0.150
147595.1843	-3.8128	424.6092	68	0.283
147611.0340	-3.9559	382.2500	30	0.352
147619.8720	-3.9314	383.6014	34	0.245
147760.6540	-3.88976	377.9816	34	0.309
165556.1800	-2.9817	41.9559	42	4.370
238912.7890	-3.1638	290.9649	58	0.236
238972.4471	-2.6836	226.5129	116	0.600
239064.3323	-2.7168	127.2938	58	0.657
239096.5219	-2.3239	92.5493	116	1.080

239119.5239	-2.5598	67.7262	58	1.120
239133.3289	-2.5209	52.8301	58	1.770
239137.9312	-2.5079	47.8643	58	0.961

В горячих плотных молекулярных ядрах образуются массивные звезды. Молекула ацетонитрила (метилцианида)  $\text{CH}_3\text{CN}$  обладает свойствами зонда горячих ядер. Считается, что для образования молекулы  $\text{CH}_3\text{CN}$  необходимо наличие молекулы цианида водорода  $\text{HCN}$ . Молекула  $\text{HCN}$  была зарегистрирована в обоих ядрах. В молекулярном ядре NGC 6334I мы отождествили 35 переходов  $\text{CH}_3\text{CN}$  с квантовым числом  $J$  от 6 до 13. Большинство переходов слабые. Несколько переходов являются переходами с уровней с энергией более 100 К и до 500 К. Что подтверждает, что излучение происходит из источника с горячим газом и пылью. Для построения вращательных диаграмм был использован 21 крутильно возбужденный переход. Вращательная диаграмма показывает некоторый разброс точек. Вероятно, не совсем выполняется допущение об оптически тонкой эмиссии.

### 3.5. $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$

В молекулярном ядре NGC 6334I было отождествлено 7 эмиссионных линий излучения пропионитрила (этилцианида)  $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$ . Все линии слабые, с антенной температурой от 0.03 К до 0.14 К. Блендированные переходы с частотами из области 241 ГГц не использовались для построения вращательной диаграммы, поэтому рассматривалось всего 5 переходов. Все точки вращательной диаграммы хорошо приближаются прямой линией.

Таблица 11: Данные для молекулы  $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$

Частота (МГц)	Log(Int)	E <sub>low</sub> ( $\text{cm}^{-1}$ )	$g_{\text{up}}$	$\int \Delta T_B \Delta \nu$ (К км с <sup>-1</sup> )
89297.6600	-3.7321	16.5154	21	0.151
147756.7110	-3.0987	39.9505	35	0.627
164584.7550	-2.9783	50.0885	39	0.587



164667.9870	-3.0037	49.3901	37	0.686
219505.5900	-2.7071	86.9436	49	0.456

### 3.6. CH<sub>3</sub>OH

Излучение молекулы метанола CH<sub>3</sub>OH зарегистрировано в обоих молекулярных источниках: 74 перехода отождествлено в NGC 6334I и 47 переходов в NGC 6334I(N). Таким образом молекула метанола оказалась самой обильной для построения вращательных диаграмм. В молекулярном ядре NGC 6334I использованы всего 24 перехода с энергиями нижнего уровня от 2 см<sup>-1</sup> до 88 см<sup>-1</sup>. Дисперсия точек мала.

Таблица 12: Данные для молекулы CH<sub>3</sub>OH

Частота (МГц)	Log(Int)	E <sub>low</sub> (см <sup>-1</sup> )	g <sub>up</sub>	∫ΔT <sub>B</sub> Δν (К км с <sup>-1</sup> )
80993.2347	-4.9353	68.6803	15	1.50
94541.7376	-4.8516	88.0908	17	1.26
96739.3900	-4.9574	5.4900	5	10.1
96741.4200	-4.8243	1.6135	5	12.7
96744.5800	-4.8433	10.7360	5	6.44
96755.5100	-4.9796	16.2415	5	4.39
156488.9500	-3.8105	61.9306	17	5.84
156602.4200	-4.3236	9.6806	5	8.28
157048.6200	-3.8735	37.7495	13	7.67
151178.9700	-3.9252	28.0738	11	8.87
157246.1000	-3.9952	20.0093	9	10.2
165050.1900	-4.4481	10.7360	3	9.20
165061.1400	-4.2329	13.9630	5	10.3
165099.3100	-4.0967	18.8028	7	10.6

165190.5300	-4.0005	25.2545	9	9.87
165369.4400	-3.9292	33.3167	11	9.46
220078.5882	-3.9343	59.8095	17	3.23
241700.2190	-3.6853	25.2545	11	14.7
241767.2240	-3.6919	20.0093	11	19.7
241791.4310	-3.6660	16.1335	11	20.8
241842.3240	-3.7961	42.3438	11	11.2
241852.3520	-3.9504	59.7273	11	5.33
241879.0730	-3.7139	30.7647	11	11.5
241887.7040	-3.7960	42.3450	11	7.82

### 3.7. Анализ полученных результатов

Вращательные температуры, лучевые концентрации и обилие некоторых молекул в источнике NGC 6334I приведены в таблице 9.

В молекулярном ядре NGC 6334I такие сложные молекулы как  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ ,  $\text{HCOOCH}_3$  и  $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$  показывают близкие оценки температур. Обилия молекул в источнике вычислялись в предположении, что лучевая концентрация водорода равна  $2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$  (Gezari, [53]). Вращательные температуры, определенные по молекулам метанола  $\text{CH}_3\text{OH}$  и метилацетилена  $\text{CH}_3\text{CCN}$  коррелируют друг с другом и типичны для областей звездообразования. Полученные вращательные температуры и лучевые концентрации также коррелируют с подобными у других исследователей, например: для молекулы метанола  $T_{\text{rot}} = 44 \text{ K}$  и лучевая концентрация в  $1.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  соответствуют данным из статьи (Menten & Batrla, [54]):  $T_{\text{rot}} = 36 \text{ K}$  и лучевой концентрации в  $3.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Вращательная температура молекулы метилцианида  $\text{CH}_3\text{CN}$  предполагает существование горячих ядер в NGC 6334I. Можно предположить, что такое разнообразие вращательных температур и лучевых концентраций сложных молекул в одном источнике свидетельствует об интенсивном химическом взаимодействии и структуре NGC 6334I, представляющей из себя многообразие сгустков вещества (Munoz et al., [55]).

Таблица 13: Параметры молекулярного ядра NGC 6334I

Молекула	Вращат.темпер. $T_{\text{rot}}$ (K)	Лучевая концентрация ( $\text{cm}^{-2}$ )	Обилие молекул
$\text{CH}_3\text{OCH}_3$	122	$2.3 \cdot 10^{15}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$
$\text{HCOOCH}_3$	139	$2.4 \cdot 10^{15}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$
$\text{CH}_3\text{CN}$	232	$1.9 \cdot 10^{13}$	$9.5 \cdot 10^{-11}$
$\text{CH}_3\text{OH}$	44	$1.6 \cdot 10^{15}$	$8.0 \cdot 10^{-9}$
$\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$	134	$3.9 \cdot 10^{13}$	$2.0 \cdot 10^{-10}$
$\text{CH}_3\text{CCH}$	53	$1.1 \cdot 10^{14}$	$5.5 \cdot 10^{-10}$

### 3.8. Моделирование метанола

Для оценки и сравнения физических условий в молекулярных ядрах нами были применены два метода исследования молекулы метанола – метод вращательных диаграмм и НЕЛТР-моделирование. Построены отдельные диаграммы для нескольких областей частот с центральными частотами в диапазонах 96 ГГц, 156 ГГц, 165 ГГц и 241 ГГц для обоих молекулярных ядер: Рис. 27 для источника NGC 6334I и Рис. 3 для молекулярного ядра NGC 6334I(N). Результаты оценки физических параметров в обоих ядрах, полученные методом стандартных вращательных диаграмм, перечислены в Таблице 10. В таблице:

$T_{\text{rot}}$  – вращательная температура,

$\log(\text{Column Density})$  – десятичный логарифм лучевой концентрации,

96+241 – обозначение спектрального диапазона, включающего одновременно как переходы на 96 ГГц, так и переходы с центральной частотой из диапазона на 241 ГГц.

В молекулярном ядре NGC 6334I с увеличением частоты наблюдается рост температуры от 23 К до 67 К. Что может быть интерпретировано как рост температуры от окрестностей источника к его центру. Оценки лучевых концентраций близки друг другу в обоих ядрах.

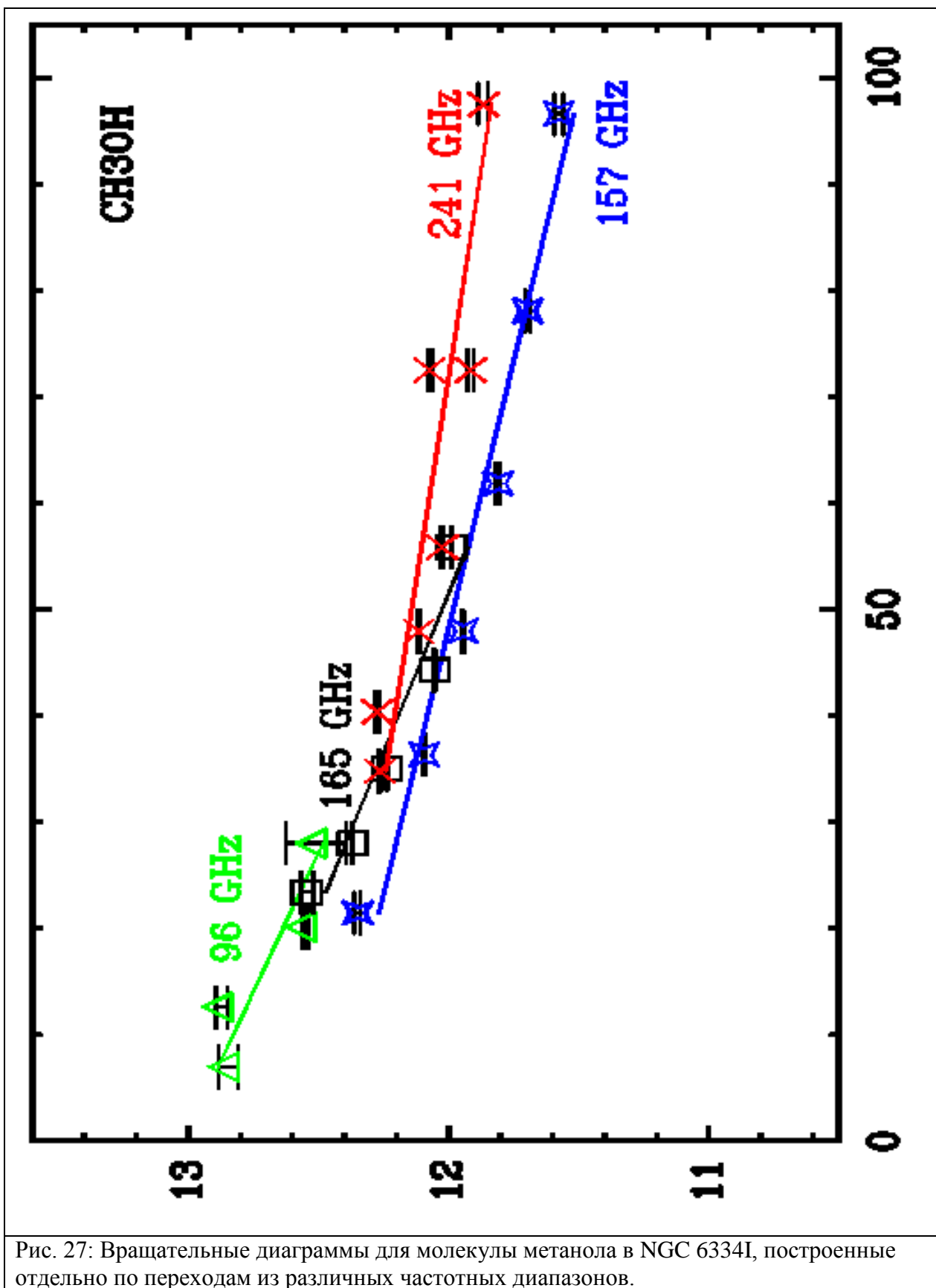


Таблица 14: Физические параметры, полученные методом вращательных

диаграмм, для молекулы CH<sub>3</sub>OH

Спектральный диапазон (ГГц)	T <sub>rot</sub> (K)		log(Column Density)	
	NGC 6334I	NGC 6334I(N)	NGC 6334I	NGC 6334I(N)
96	23	11	15.1	15.4
157	44	39	15.0	14.8
165	26	23	15.1	14.5
241	67	18	15.3	15.3
96+241	36	16	15.3	15.4

Также для оценки физических параметров в молекулярных облаках было проведено НЕЛТР-моделирование по радиолиниям метанола в источниках NGC 6334I и NGC 6334I(N) с использованием базы данных для оценки физических параметров молекулярных облаков по интенсивностям радиолиний метанола (Salii, [56]). При приближении метанольных переходов невозможно было описать все данные единым набором параметров. Поэтому мы разделили высоковозбужденные переходы и низковозбужденные. В списке отождествленных линий (Kalinina et al., [57]) присутствуют и высоковозбужденные, и низковозбужденные переходы молекулы CH<sub>3</sub>OH. Причем ширины линий высоковозбужденных переходов составляют 3.5 км с<sup>-1</sup> – 5 км с<sup>-1</sup>, а низковозбужденных переходов от 6 км с<sup>-1</sup> до 8.5 км с<sup>-1</sup>. Можно предположить, что области, излучающие в высоковозбужденных и низковозбужденных линиях, имеют различное пространственное положение. Если оценки проводить отдельно по переходам с энергиями верхних уровней до 178 K и более 417 K, то получаются совершенно различные значения. В молекулярном ядре NGC 6334I температура для низковозбужденных переходов составляет 55 K, лучевая концентрация  $\sim 1.0 \cdot 10^{15.5}$  см<sup>-2</sup>. Моделирование по высоковозбужденным переходам дает существенно другие значения: T<sub>kin</sub>= 220 K, лучевая концентрация  $\sim 1.0 \cdot 10^{15.5}$  см<sup>-2</sup>, и плотность водорода  $\sim 10^{3.5}$  см<sup>-3</sup>. Фактически высоковозбужденные переходы генерируются в более горячей и менее плотной среде по сравнению с

низковозбужденными переходами. В молекулярном ядре NGC 6334I идут процессы образования звезд.

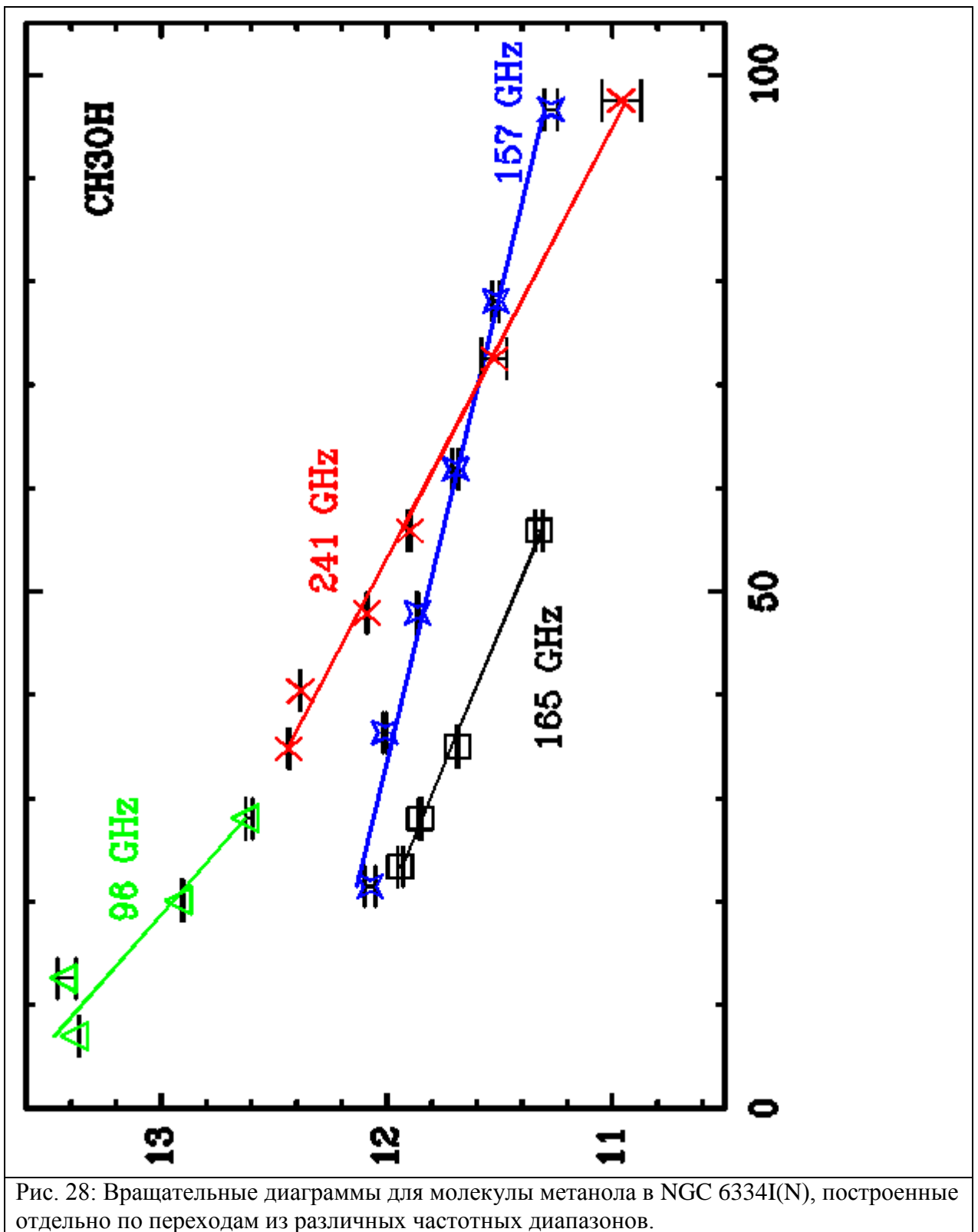
Подобное моделирование было проведено и для источника NGC 6334I(N). В упомянутом выше списке отождествленных линий высоковозбужденных переходов всего 2, и они на порядок слабее аналогичных в NGC 6334I. Моделирование, проведенное лишь по низковозбужденным переходам (рис.28), привело к получению более низкой температуры и лучевой концентрации (25 К и  $\sim 10^{14.75} \text{ см}^{-2}$  соответственно). Полученные нами значения физических параметров находятся в хорошем согласии с оценками, проведенными по линиям аммиака (Caproni et al., [58]).

Если предположить, как и в NGC 6334I, что линии высоковозбужденных переходов образуются в отдельной от линий низковозбужденных переходов области, то получаем  $T_{\text{kin}}=65 \text{ К}$ , лучевая концентрация  $\sim 10^{15.25} \text{ см}^{-2}$ , плотность  $\text{H}_2 \sim 10^{5.5} \text{ см}^{-3}$ . На существование горячих областей в молекулярном ядре

NGC 6334I(N) указывалось в статье (Beuther et al., [59]). Можно предположить, что в диаграмму направленности попадает излучение от многих различных источников. Эту идею подтверждает обнаружение в NGC 6334I и в NGC 6334I(N) структуры из множества молекулярных сгустков (Munoz et al., [55]) , (Rodriguez et al., [60]).

Отличие смоделированных лучевых концентраций от полученных методом вращательных диаграмм не превосходит половины порядка. Смоделированные температуры грубо коррелируют с вращательными температурами для обоих молекулярных ядер. Наряду с этим источник

NGC 6334I(N) холоднее NGC 6334I на величину от 10 К до 30 К. Оценка физических параметров в обоих молекулярных ядрах подтверждает идею о том, что они существуют на разных ранних стадиях эволюции молодых звездных объектов.



#### 4. Заключение

Два молекулярных ядра NGC 6334I и NGC 6334I(N), в которых идут процессы звездообразования, наблюдались в избранных участках по частоте в диапазоне от 80 ГГц до 242 ГГц. Наблюдательные данные нашего спектрального обзора представлены в статье (Kalinina et al., [57]). Методом вращательных диаграмм получены вращательные температуры и лучевые концентрации для нескольких сложных молекул, таких как  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$ ,  $\text{HCOOCH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$  и  $\text{CH}_3\text{CCN}$ . Вращательные температуры и лучевые концентрации, полученные методом вращательных диаграмм и смоделированные для молекулы метанола, коррелируют друг с другом и типичны для областей звездообразования. Но молекулярное ядро

NGC 6334I(N) холоднее, чем ядро NGC 6334I, и находится на более ранней стадии эволюции молодых звездных объектов.



### **2.3. Обнаружение ранее не известных проявлений переменности для конкретных катаклизмических переменных звезд и их характеристики по результатам новых фотометрических наблюдений.**

FBS 1220+753 открыта в первом бюраканском обзоре (FBS) как звезда с эмиссионными линиями типичными для катаклизмических переменных. Ее спектральный класс B3e и звездная величина  $B=15.2^m$  [63]. Однако Liu W. et al. [62] обнаружили, что спектральный класс этой звезды от позднего B до раннего A без признаков эмиссионных линий. Тем не менее, высокая галактическая широта ( $+42^\circ$ ) исключает возможность того, что это может быть обычная звезда главной последовательности. Поэтому они утверждают, что, возможно, эта звезда наблюдалась ими в состоянии вспышки или имеет оптически толстый аккреционный диск либо не является катаклизмической переменной. В каталоге катаклизмических переменных Доунса и Шары (<http://archive.stsci.edu/prepds/cvcat/>) на основании этих наблюдений утверждается, что этот объект или не является катаклизмической переменной или неправильно идентифицирован, хотя этого не следует из оригинальной работы. По-видимому, эта искаженная информация привела к тому, что FBS 1220+753 не привлекла к себе должного внимания и не подвергалась детальным исследованиям.

По результатам проведенных нами в 2010 г. на 70-см телескопе фотометрических наблюдений в этой звезде впервые было обнаружено строго периодическое когерентное колебание блеска с периодом  $1.071314 \pm 0.000020$  часа и найдены признаки колебания с периодом  $20.03 \pm 0.09$  часа. Однако нам не удалось обнаружить фликеринг (быстрые аperiодические изменения блеска) этой звезды, который явно указывал бы на ее принадлежность к катаклизмическим переменным.

Интерпретация обнаруженных колебаний представлялась затруднительной в связи с ненадежными спектральными данными этой

звезды. В случае если FBS 1220+753 является катаклизмической переменной, колебание с периодом  $1.071314 \pm 0.000020$  часа могло бы представлять собой период вращения белого карлика в двойной системе, а колебание с периодом  $20.03 \pm 0.09$  часа могло бы вызываться орбитальным движением. В этом случае FBS 1220+753 должна быть промежуточным поляр — одним из подтипов катаклизмических переменных. Однако спектральные данные Liu W. et al. [62] и В. В. Шиманского (частное сообщение) говорят о том, что FBS 1220+753 может быть пульсирующей переменной типа  $\delta$  Шита. Тогда в этой звезде не должны наблюдаться колебания с периодом  $20.03 \pm 0.09$  часа, а кроме колебаний с периодом  $1.071314 \pm 0.000020$  часа должны наблюдаться также и колебания с другими короткими периодами, поскольку пульсации звезд типа  $\delta$  Шита в большинстве случаев являются многомодовыми. Кроме того, периоды пульсаций звезд типа  $\delta$  Шита показывают заметную нестабильность, чего не должно быть в случае промежуточных поляр, поскольку их короткопериодические колебания вызываются вращением белого карлика, обладающего значительной инерцией.

Для того чтобы выяснить, к какому типу переменных звезд принадлежит FBS 1220+753 и тем самым понять причину обнаруженных колебаний блеска, в 2011 г. на 70-см телескопе и многоканальном фотометре в течение 13 ночей были проведены повторные наблюдения этой звезды общей продолжительностью 53 часа. При этом были поставлены следующие задачи: Обнаружить фликеринг и подтвердить наличие колебания с периодом  $20.03 \pm 0.09$  часа, что свидетельствовало бы о принадлежности FBS 1220+753 к промежуточным поляр или обнаружить нестабильность колебания с периодом  $1.071314 \pm 0.000020$  часа и дополнительные колебательные моды, что указывало бы на принадлежность этой звезды к переменным типа  $\delta$  Шита.

На рис. 29 приведены наиболее продолжительные кривые блеска FBS 1220+753, полученные в 2011 году. На них отчетливо видны периодические колебания блеска с периодом 1.713 часа, которые были обнаружены нами в 2010 г., а также плавные изменения, видимые в течение каждой ночи наблюдений, которые могут указывать на изменения с периодом большим, чем длина индивидуальных (т. е. полученных в течение ночи) кривых блеска. Как и прежде, в кривых блеска не обнаруживается фликенринг – быстрые аperiodические колебания блеска, которые прямо указывали бы на принадлежность FBS 1220+753 к катаклизмическим переменным, поскольку фликеринг присущ для всех звезд этого типа.

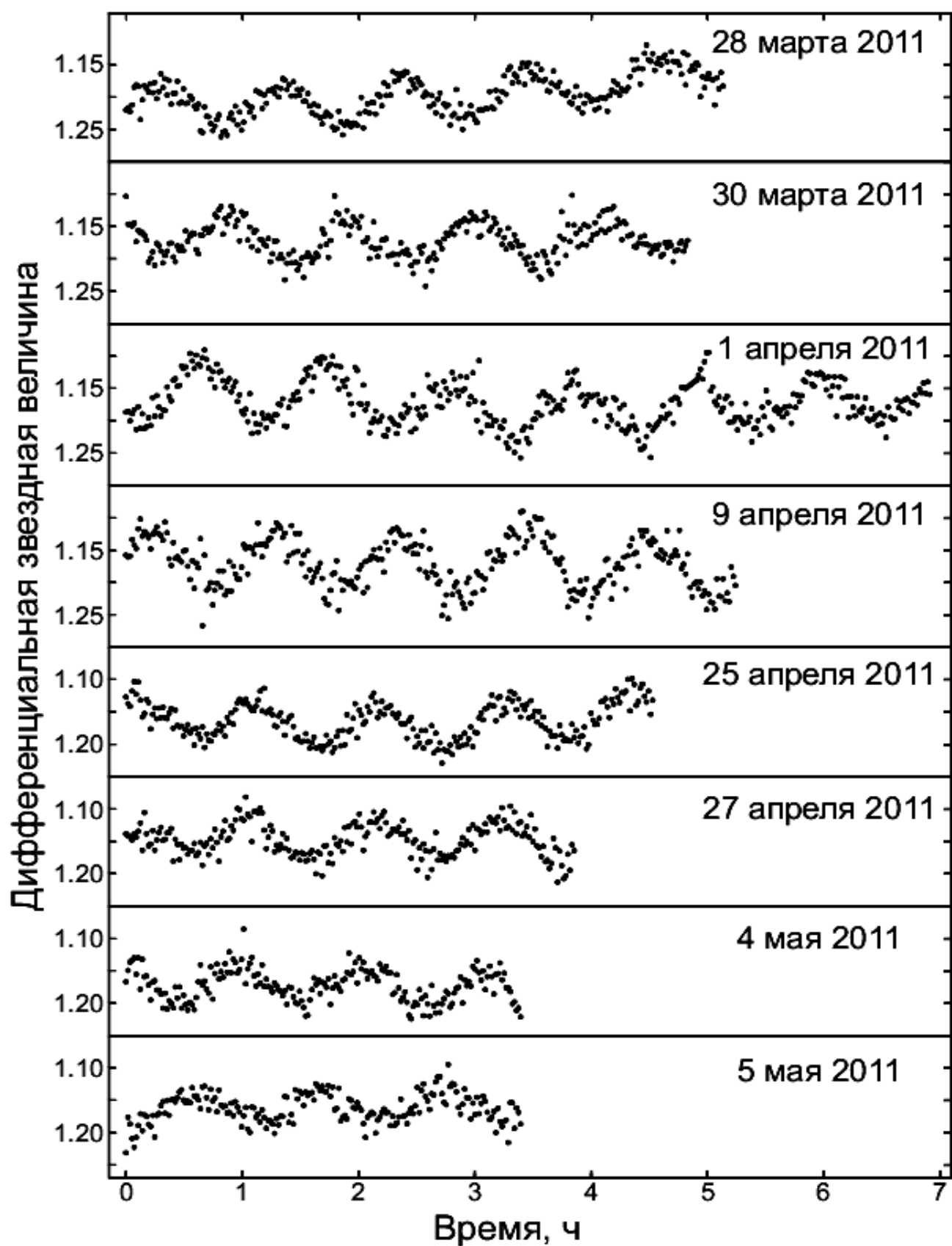


Рис. 29. Наиболее продолжительные дифференциальные кривые блеска FBS 1220+753, полученные в 2011 г. На них отчетливо видны колебания с периодом 1.713 часа, а также заметны плавные изменения в течение ночи.

Измерить период колебаний с высокой точностью позволяет Фурье-анализ. Однако спектры мощности индивидуальных кривых блеска дают относительно невысокую точность измерения периода колебания. Поэтому, как и прежде, мы объединили кривые блеска, полученные в течение индивидуальных наблюдательных ночей, в общий временной ряд, в котором пробелы из-за отсутствия наблюдений в дневное время и по причине плохой погоды заполнены нолями. Спектр мощности такого временного ряда позволяет получить высокую точность измерения периода колебания, потому что его частотное разрешение повышается с увеличением наблюдательного охвата, а также вследствие снижения уровня шума при увеличении общего объема данных. При такой методике форма спектра мощности для когерентного колебания характеризуется наличием главного пика, пиков суточной скважности наблюдений и других характерных особенностей в соответствии со спектральной функцией окна, форма которой может быть получена с помощью искусственного временного ряда, состоящего из синусоиды и пробелов в соответствии с временем наблюдений.

На рис. 30 представлен спектр мощности данных FBS 1220+753 полученных в 2011 г. и объединенных в общий временной ряд и спектр мощности искусственного временного ряда в диапазоне частот вблизи колебания с периодом 1.713 часа. Идентичность этих спектров мощности говорит о том, что наблюдавшееся колебание когерентно в течение всех ночей и высокостабильно, а также что в представленном диапазоне частот отсутствуют другие колебания с близкими периодами.

Период колебания может быть определен по величине частоты максимума главного пика. В качестве ошибки периода часто принимают полуширину пика по уровню половинной мощности. Однако Шварценберг-Черни [63] показал, что такая оценка ошибки сильно завышена и является консервативной. Реальная средняя квадратичная ошибка периода колебания равна полуширине пика по уровню, который ниже максимума пика на

величину среднего уровня шума в спектре мощности. В соответствии с этим, период колебаний в 2011 г. равен  $1.071285 \pm 0.000024$  ч. По данным 2010 г. этот период равен  $1.071314 \pm 0.000020$  ч.

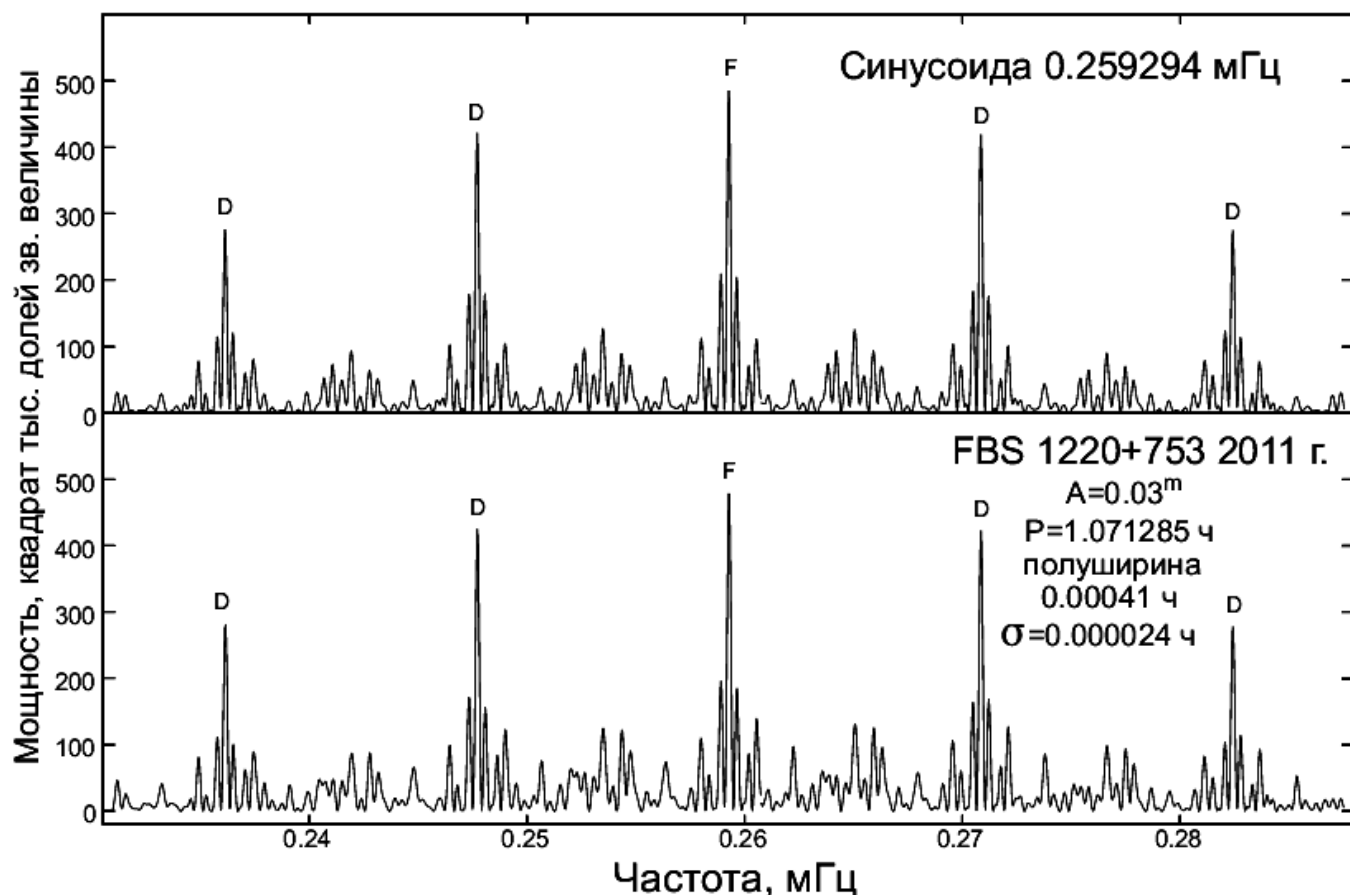


Рис. 30 Спектр мощности всех данных FBS 1220+753 объединенных в общий временной ряд и спектр мощности искусственного временного ряда, состоящего из синусоиды и пробелов. Полная идентичность этих спектров мощности говорит о том, что обнаруженные колебания когерентны и высокостабильны а также о том, что в представленном диапазоне частот нет других колебаний. Символом “F” обозначен главный пик, а символами “D” обозначены пики, вызываемые суточной скважностью наблюдений.

В нижней части рис. 31 представлен спектр мощности данных FBS 1220+753, полученных в 2011 г. в диапазоне частот вблизи периода колебания  $20.03 \pm 0.09$  часа. В верхней части рис. 31 в том же диапазоне частот представлен спектр мощности данных FBS 1220+753, полученных в 2010 г., на основании которого было заподозрено наличие колебания с

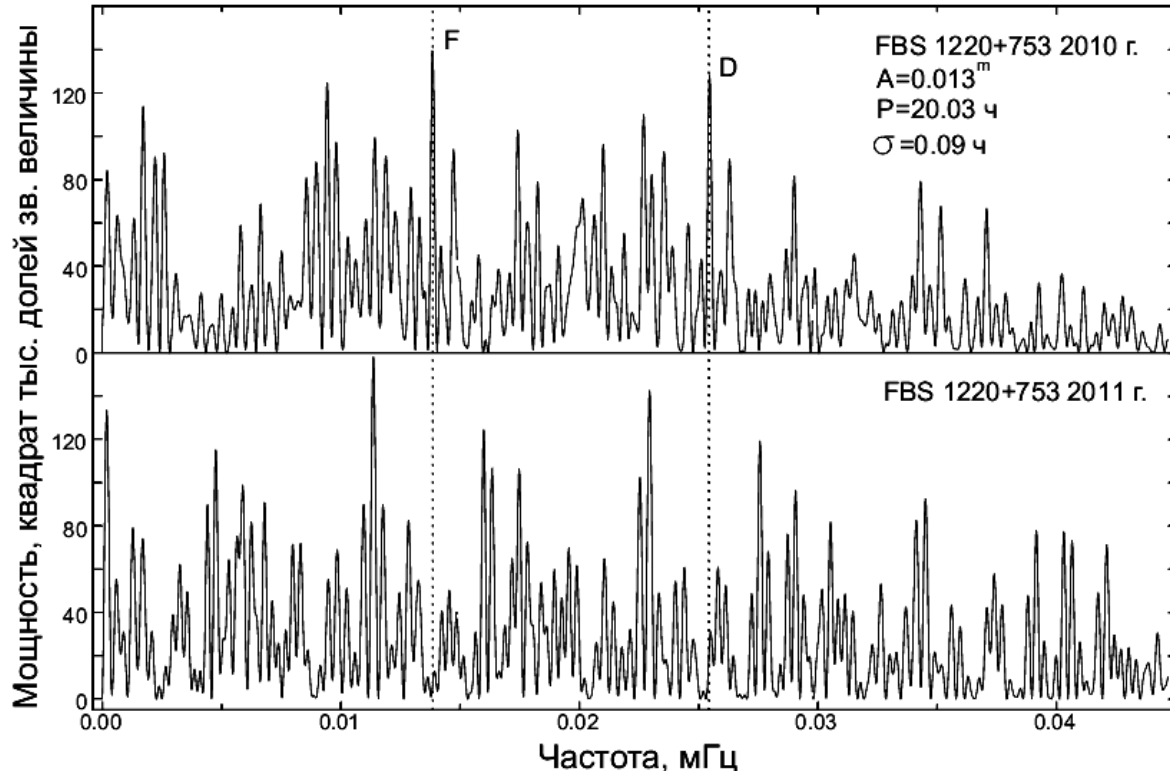


Рис. 11. Низкочастотные части спектров мощности данных FBS 1220+753, в области частот, в которой по данным 2010 г. было обнаружено колебание с периодом 20.03 часа. Пики, соответствующие этому колебанию в данных 2010 г. (обозначенные символами “F” и “D”), отсутствуют в спектре мощности данных 2011 г. Это говорит о том, что обнаружение колебания было ложным, т.е. вызванным значительным шумом в данных в области низких частот.

периодом  $20.03 \pm 0.09$  часа. Основанием для этого служило наличие двух пиков, связанных друг с другом как главный пик и пик суточной скважности, т.е. разность их частот равняется частоте одних суток (обозначены на рис. 3. символами “F” и “D”), что является признаком когерентного колебания. Как следует из сравнения этих двух спектров мощности, пики, соответствующие колебанию с периодом  $20.03 \pm 0.09$  часа отсутствуют в спектре мощности данных 2011 г. Следовательно, новые наблюдения не подтверждают наличия стабильного колебания с периодом  $20.03 \pm 0.09$  часа, и его обнаружение является ложным. Причиной его является высокий уровень шума в низкочастотной части спектра мощности, который вызывается различными атмосферными эффектами.

Чтобы найти форму импульса колебаний, мы свернули все наблюдательные данные с найденным периодом. На рис. 32 представлены свернутые кривые блеска как для данных 2010 г. так и для данных 2011 г. Кривые блеска оказались очень похожими. Обе они имеют одинаковую полуамплитуду ( $0.03^m$ ) и форму, которая характеризуется несколько более широкими минимумами по сравнению с максимумами.

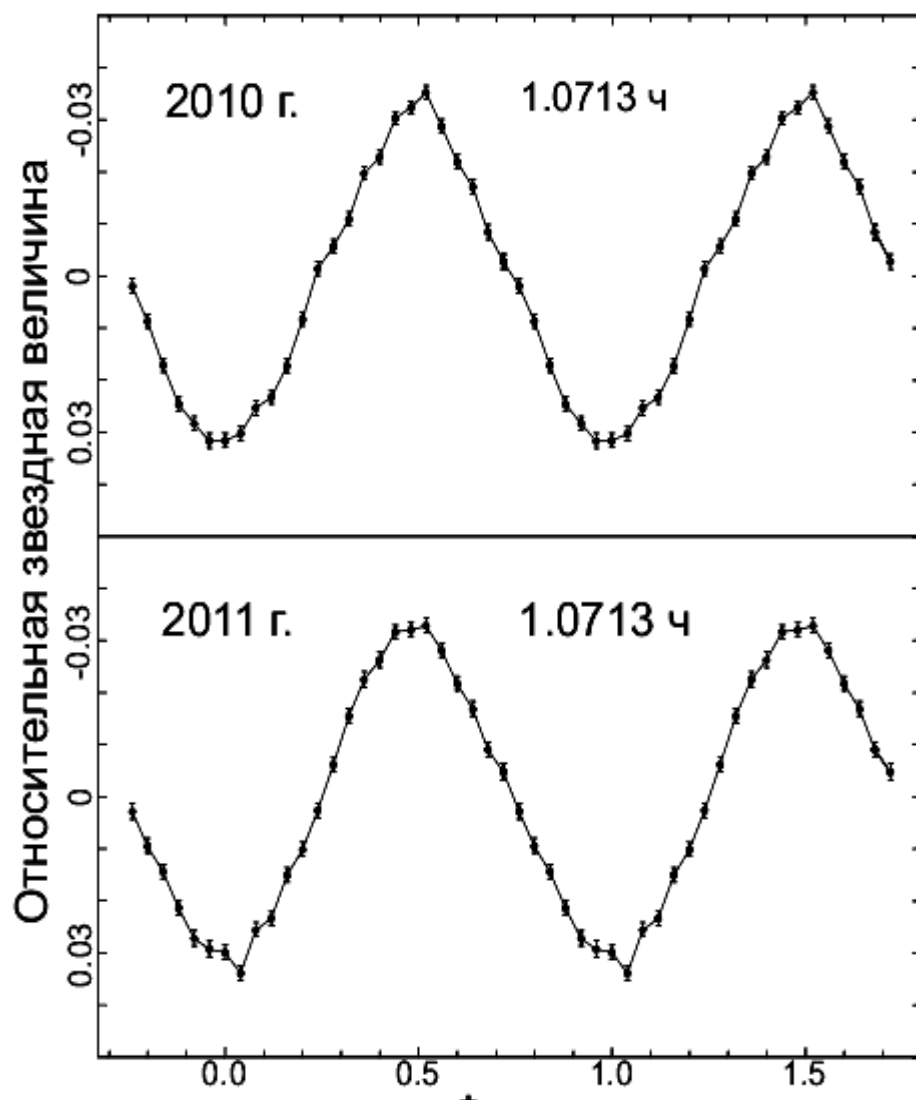


Рис. 32. Кривые блеска FBS 1220+753 свернутые с периодом 1.0713 часа, полученные по данным 2010 г. и 2011 г. В обоих случаях кривые блеска показывают более широкий минимум по сравнению с максимумом и одинаковую амплитуду колебания.

Основной задачей повторных наблюдений FBS 1220+753 неустойчивости колебаний с периодом 1.0713 часа. Величина периода в 2011 г. оказалась равной  $1.071285 \pm 0.000024$  ч. По данным 2010 г. этот период равен



$1.071314 \pm 0.000020$  ч. Разность этих периодов  $0.000029 \pm 0.000031$  часа, т.е. разность периодов не превышает  $1\sigma$  и, следовательно, никакой нестабильности колебания мы не обнаруживаем. Разделив эту разность на временной интервал, прошедший между наблюдениями 2010 г. и 2011 г. (13 месяцев), мы получим верхнюю границу для оценки стабильности колебания  $dP/dT = 3 \cdot 10^{-9}$ . Рассмотрев литературные данные для стабильности колебаний звезд  $\delta$  Щита, мы нашли, что нестабильность колебаний этих звезд наблюдается на уровне  $10^{-9}$  [64], т.е. достигнутая благодаря большой продолжительности наших наблюдений точность измерения периода колебания хотя и высока, но недостаточна для обнаружения нестабильности, присущей звездам  $\delta$  Щита.

#### Выводы:

1. Против принадлежности FBS 1220+753 к катаклизмическим переменным и, в частности, к промежуточным полярам, свидетельствуют отсутствие фликеринга, отсутствие второго периода колебаний, который мог бы быть приписан орбитальному движению и отсутствие эмиссионных линий в спектрах, полученных Liu et al. [61] и В. В. Шиманским (частное сообщение).
2. О принадлежности FBS 1220+753 к катаклизмическим переменным свидетельствует спектр, полученный Abramyan and Mikaelyan [62], но эти наблюдения не были подтверждены другими авторами.
3. Против принадлежности FBS 1220+753 к звездам типа  $\delta$  Щита свидетельствуют отсутствие дополнительных колебательных мод и стабильность амплитуды колебания, которая должна меняться вследствие биений, даже если дополнительные моды не разрешаются в спектре мощности. Однако существуют одномодовые звезды типа  $\delta$  Щита.

4. О принадлежности FBS 1220+753 к звездам типа  $\delta$  Щита свидетельствуют спектры, полученные Liu et al. [61] и В. В. Шиманским (частное сообщение).
5. Точность измерения периода в наших наблюдениях, не смотря на их большую продолжительность, недостаточна для обнаружения нестабильности периода, присущей звездам типа  $\delta$  Щита.
6. Рассмотрев вышеперечисленные аргументы за и против, мы приходим к выводу, что FBS 1220+753 более вероятно принадлежит к звездам типа  $\delta$  Щита, а не к катаклизмическим переменным. Окончательно вопрос может быть решен с помощью достаточно продолжительных спектральных наблюдений, которые могли бы позволить обнаружить орбитальное движение. К сожалению, для таких наблюдений необходим очень большой телескоп, например БТА с диаметром 6 метров, поскольку FBS 1220+753 слабее  $15^m$ .

#### **2.4. Моделирование запятности фотосфер ряда активных звезд в рамках зональной модели.**

В связи с уходом в отпуск по уходу за ребенком единственного исполнителя этого пункта программы А.В.Кожевниковой, в 2010 году работы по этому пункту не проаодились.

## 2.5. Теоретическое исследование эволюции момента импульса внешнего слоя Ве-звезды раннего спектрального подкласса с учетом циркуляции вещества и турбулентности в ее недрах и потери массы звездным ветром, усиленным вращением звезды.

Основные уравнения.

Перенос момента импульса меридиональной циркуляцией и сдвиговой турбулентностью во вращающейся звезде описывает  $\varphi$ -компонента уравнения движения в сферической системе координат (Тассуль, [66]; Чабойер, Зан, [74]):

$$\frac{\partial(\rho\varpi^2\Omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho\varpi^2\Omega\mathbf{u}) = \text{div}(\rho\nu_V\varpi^2\text{grad}\Omega), \quad (1)$$

$\rho$  и  $\Omega$  - средние значения плотности и угловой скорости вращения на поверхности постоянного давления,  $\varpi$  - расстояние до оси вращения,  $t$  - время,  $\mathbf{u}$  - скорость меридиональной циркуляции,  $\nu_V$  - коэффициент турбулентной вязкости в вертикальном направлении. Турбулентные напряжения в среде полагались пропорциональными тензору скоростей деформации осредненного турбулентного течения в соответствии с гипотезой Буссинеска. Коэффициент турбулентной вязкости в вертикальном направлении определен в работе Talon, Zahn [75]:

$$\nu_V = \frac{2Ri_c}{N_T^2/(K + D_h) + N_\mu^2/D_h} \left( \frac{d(\varpi\Omega)}{dr} \right)^2, \quad (2)$$

где  $K=(4acT^3)/(3c_p r^2\kappa)$ ,  $N_T^2=(g\delta/H_p)(\nabla_a - \nabla)$ ,  $N_\mu^2=(g/H_p)\nabla_\mu$ ,  $N^2=N_T^2+N_\mu^2$  - квадрат локальной частоты Брунта-Вайсяля,  $Ri_c$  - критическое значение числа Ричардсона,  $D_h$  - коэффициент турбулентной диффузии в горизонтальном направлении (т.е. вдоль поверхности постоянного давления),  $a$  - постоянная Стефана,  $c$  - скорость света,  $T$  - температура,  $c_p$  - удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $\kappa$  - непрозрачность,  $g$  - среднее значение ускорения свободного падения на поверхности постоянного давления,  $\delta=(4-3\beta)/\beta$ ,  $\beta$  - отношение давления газа к полному,  $H_p$  - высота шкалы по давлению,

$\nabla$  - температурный градиент,  $\nabla_a$  - адиабатическое значение температурного градиента,  $\nabla_\mu$  - градиент средней молярной массы.

Скорость меридиональной циркуляции определяется из уравнения энергии в стационарном случае (Эддингтон, [68]; Фогт, [69]):

$$\rho T u \text{grad} s = \rho \varepsilon_n + \text{div}(\chi \text{grad} T) - \text{div} \mathbf{F}_h, \quad (3)$$

$s$  - удельная энтропия;  $\varepsilon_n$  - темп ядерного энерговыведения;  $\chi$  -- коэффициент температуропроводности;  $\mathbf{F}_h$  - турбулентный поток энергии:  $\mathbf{F}_h = -\nu_h \rho T \partial s / \partial \mathbf{i}_\theta$ ;  $\nu_h$  - коэффициент турбулентной вязкости в горизонтальном направлении. Этот коэффициент получен в работе Мэдера [76]:

$$\nu_h = \left( \frac{3}{400\pi} \right)^{\frac{1}{3}} r (r \Omega(r) U^2(r))^{\frac{1}{3}} \frac{1}{6} \frac{d \ln(\rho r^2 U)}{d \ln r} \left[ \frac{1}{3} \frac{d \ln(\rho r^2 U)}{d \ln r} - \frac{1}{2} \frac{d \ln(r^2 \Omega)}{d \ln r} \right],$$

где  $U(r)$  - амплитуда вертикальной составляющей скорости меридиональной циркуляции. Как показано в работе Старицина (2007), вместо выражения Мэдера [76] можно пользоваться выражением Зана [67]):

$$\nu_h = C_Z r |U(r)| \left[ \frac{1}{3} \frac{d \ln(\rho r^2 U)}{d \ln r} - \frac{1}{2} \frac{d \ln(r^2 \Omega)}{d \ln r} \right] \quad (4)$$

при  $C_Z = 3 \cdot 10^2$ .

Перенос массы водорода описывается уравнением диффузии (Чабойер, Зан, [74]):

$$\frac{\partial(\rho X)}{\partial t} = \text{div}(\rho D \text{grad} X), \quad (5)$$

где  $X$  - содержание водорода по массе, коэффициент диффузии  $D$  определяется суммой:

$D = D_V + D_{sc}$ ,  $D_V$  - коэффициент турбулентной диффузии в вертикальном направлении,  $D_{sc}$  - коэффициент диффузии, обусловленной полуконвекцией.

Коэффициенты турбулентной вязкости  $\nu_t$  и диффузии  $D_t$  различаются в разных течениях по величине и могут меняться внутри течения на несколько порядков (см., например, рис.1), но их отношение - турбулентное число Шмидта  $Sc_t$ :

$$Sc_t = \nu_t / D_t \quad (6)$$

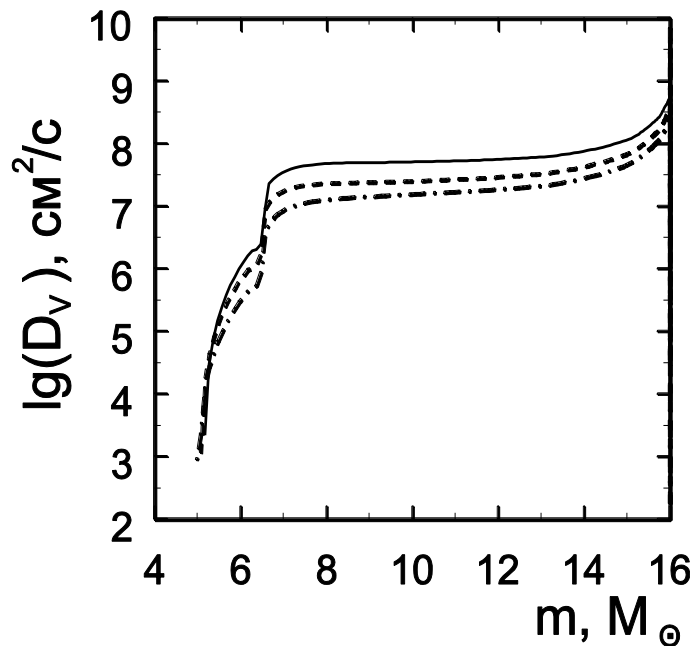


Рис.33. Коэффициент турбулентной диффузии  $D_v$  в неконвективных слоях звезды с массой  $16 M_\odot$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  при различных значениях турбулентного числа Шмидта: 0.4 (сплошная линия), 0.7 (штриховая линия), 1.0 (штрих-пунктирная линия). Содержание водорода в конвективном ядре составляет  $X_c=0.5$ .

слабо меняется как в пределах рассматриваемого течения, так и от течения к течению (Бруацкий, [77]; Ламли и др., [78]). В газовых потоках, находящихся в состоянии свободного турбулентного течения, эффективность турбулентного переноса концентраций химических элементов выше, чем эффективность турбулентного переноса момента импульса. Поэтому турбулентное число Шмидта в таких течениях меньше единицы. Значения турбулентных чисел Шмидта необходимо знать для моделирования процессов турбулентного переноса в моделях турбулентности, основанных на гипотезе Буссинеска. Многочисленные экспериментальные и теоретические определения значений турбулентного числа Шмидта показали, что это число, будучи примерно постоянным в области развитой турбулентности течения со сдвигом, может меняться от течения к течению в

пределах 0.1-1.0 в зависимости от наличия внешних силовых полей, градиентов температуры и плотности и полного количества примеси в потоке (Imer et al, [79]). Коэффициент турбулентной диффузии  $D_t$  в горизонтальном ( $D_h$ ) и вертикальном ( $D_v$ ) направлениях определяется из уравнения (6) по приведенным ранее выражениям для коэффициентов турбулентной вязкости в горизонтальном (4) и вертикальном (2) направлениях соответственно и заданному значению турбулентного числа Шмидта.

Еще один механизм переноса концентраций химических элементов в звездных недрах, получивший название полуконвекции, был обнаружен Шварцшильдом и Хэрмом[80]. Полуконвекцией называют процесс частичного перемешивания вещества в слое с переменным химическим составом, необходимый для построения физически непротиворечивых моделей звезд. Необходимость в таком частичном перемешивании вещества может возникать на разных стадиях эволюции в разных слоях звезд разной массы. Не во всех случаях физические механизмы, ответственные за такое перемешивание, известны. Считается, что в результате такого перемешивания в слое устанавливается состояние нейтральности относительно полуконвекции. Выдвинуто два критерия нейтральности в полуконвективной зоне, а именно, S-критерий (Шварцшильд, Хэрм, [80]):

$$\nabla = \nabla_a, \quad (7)$$

и, как предложили Sakashita, Hayashi [81], L-критерий (Леду, [82]):

$$\nabla = \nabla_a + \frac{\beta}{4 - 3\beta} \nabla_\mu.$$

Линейный анализ устойчивости газовой среды с излучением (Cato, [83]) показал, что в случае, когда

$$\nabla_a \leq \nabla \leq \nabla_a + \frac{\beta}{4 - 3\beta} \nabla_\mu, \quad (8)$$

в слое переменного химического состава развивается колебательная неустойчивость. Основываясь на анализе Като [83], Langer et al. [84] и Старицин [85] разработали методы учета частичного перемешивания

вещества в полуконвективных слоях звезды с использованием уравнения диффузии. Лангер и др. [84] определили коэффициент диффузии в предположении, что амплитуда раскачки элементов становится сравнимой с длиной волны возникающих в полуконвективной зоне колебаний. Старицин [85] при определении коэффициента диффузии использовал выражения для характерного времени нарастания колебаний и частоты колебаний и предположение о том, что раскачка элементов происходит до их турбулизации (Дудоров, Тутуков, [86]). В каждом случае выражение для коэффициента диффузии содержит параметр, который считается постоянным в полуконвективной зоне и не зависит от стадии эволюции звезды.

Численный нелинейный двумерный анализ движений в полуконвективной зоне (Merryfield, [87]) показал, что картина течения и сопутствующий перенос концентраций химических элементов в большой степени зависят от величины разности  $\nabla - \nabla_a$ . Аппроксимируя результаты численного анализа расчетами с использованием уравнения диффузии Мерифилд [87] показал, что параметр в выражении для коэффициента диффузии Лангера и др. [84] зависит от значения разности  $\nabla - \nabla_a$ . Так как разность  $\nabla - \nabla_a$  непостоянна внутри полуконвективной зоны и меняется со временем в процессе эволюции звезды, возможность описать частичное перемешивание вещества в полуконвективной зоне на основе линейного анализа поставлена под сомнение.

По аналогии с соляными растворами Spruit [88] предположил, что полуконвективная зона разбивается на химически однородные тонкие слои, разделенные слоями, в которых химический состав вещества меняется в вертикальном направлении. Такая структура получается в численных расчетах для чисел Прандтля, характерных для соляных растворов. Но, такая же структура неустойчива при низких значениях чисел Прандтля, характерных для звездных недр (Мерифилд, [85]). Проблема частичного перемешивания вещества в полуконвективной зоне остается не решенной (Бисноватый-Коган, [89]).

В данной работе коэффициент диффузии в полуконвективной зоне  $D_{sc}$  определялся исходя из требования выполнения S-критерия конвективной нейтральности.

Амплитуда радиальной составляющей скорости меридиональной циркуляции  $U(r)$ , определенная Заном [67] и Мэдером, Заном [90] из



уравнения (3), пропорциональна  $U(r) \propto [\nabla_a - \nabla + \beta/(4-3\beta)\nabla_\mu]^{-1}$ , и при использовании L-критерия нейтральности  $U(r) \rightarrow \infty$  в полуконвективной зоне.

Совместное решение уравнений строения звезды, модифицированных для учета влияния вращения на механическое равновесие и лучистый перенос энергии (Старицин, [91]), и уравнений (1-6) при выбранном S-критерии нейтральности в полуконвективной зоне (7) и заданном значении турбулентного числа Шмидта позволяет определить параметры, характеризующие строение звезды с учетом ее вращения, распределение угловой скорости вращения, амплитуду вертикальной составляющей скорости меридиональной циркуляции, коэффициенты турбулентной вязкости и диффузии в горизонтальном и вертикальном направлениях, а так же изменение этих величин со временем.

Эволюция звезды с массой  $16 M_\odot$  и моментом импульса  $J=3.25 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с изучена на главной последовательности при трех значениях турбулентного числа Шмидта  $Sc_t = \{1.0, 0.7, 0.4\}$ . Все расчеты выполнены при значении критического числа Ричардсона  $Ri_c = 1/4$ . Содержание водорода и тяжелых элементов  $Z$  по массе в начальной модели эволюционной последовательности принято близким к солнечному  $(X, Z) = (0.75, 0.02)$ . Угловая скорость вращения конвективного ядра в этой модели превышает поверхностное значение на 20% (Старицин, [92-93]). Один вариант эволюции на главной последовательности вычислен без учета турбулентного переноса концентраций химических элементов и перемешивания вещества в полуконвективной зоне.

Эволюция распределения содержания водорода.

В случае, когда турбулентный перенос концентраций химических элементов и перемешивание полуконвекцией не учитываются, эволюция распределения содержания водорода определяется выгоранием водорода в ядерных реакциях, протекающих в центре звезды, и перемешиванием в конвективном ядре. Масса конвективного ядра убывает со временем в процессе эволюции звезды. Содержание водорода в слое, расположенном над конвективным ядром, убывает по направлению к центру звезды от исходного до значения в конвективном ядре (рис. 2а). В этом слое выполняется условие (8).

Типичные распределения коэффициента турбулентной диффузии в вертикальном направлении показаны на рис. 33 в зависимости от значения турбулентного числа Шмидта  $Sc_t$ . Значение коэффициента турбулентной

диффузии заметно понижается в слое с переменным химическим составом, расположенным непосредственно над конвективным ядром. Это вызвано уменьшением характерного размера турбулентных элементов в слое с переменным химическим составом (Талон, Зан, [75]; Старицин, [94]). В результате, турбулентный поток массы водорода сильно уменьшается в этом слое (рис. 35а). Сдвиговая турбулентность осуществляет перенос массы водорода из наружных частей звезды в слой с переменным химическим составом.

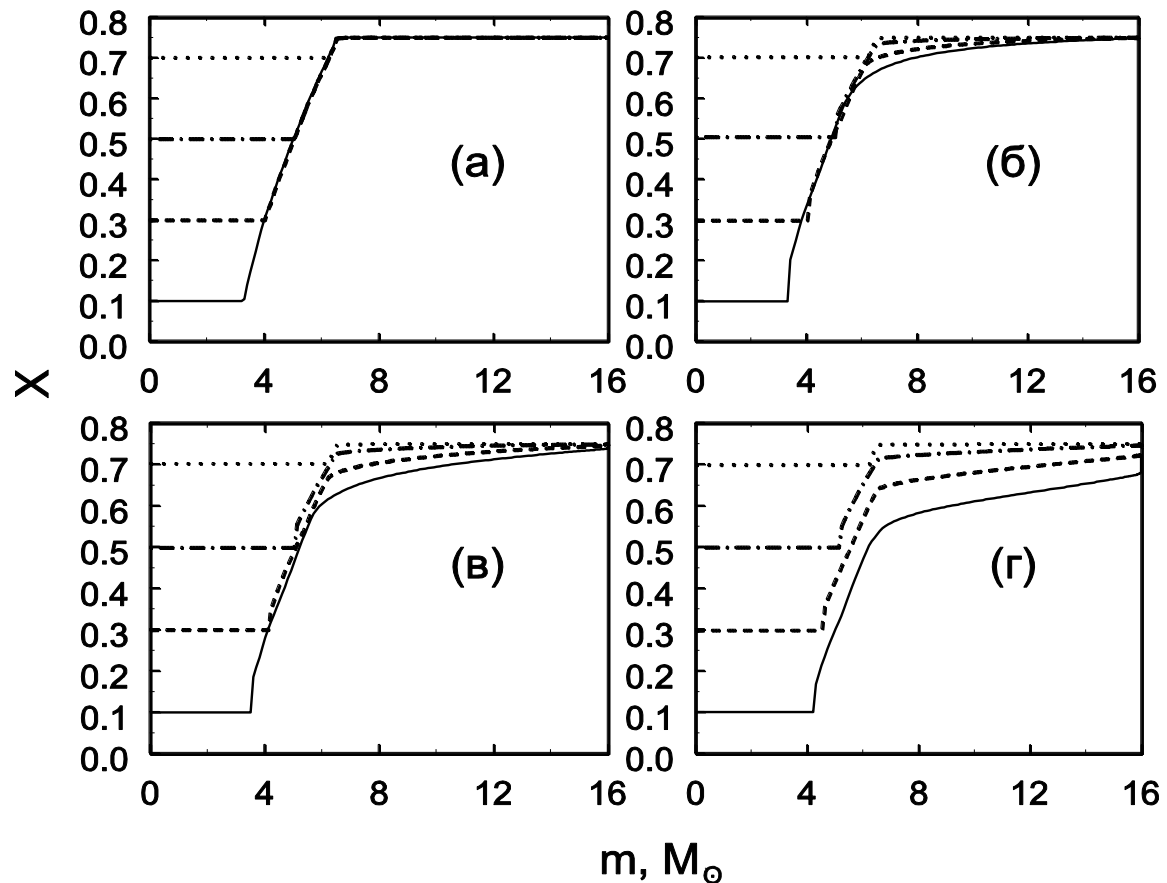


Рис 34. Распределение содержания водорода  $X$  в звезде с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  при четырех значениях содержания водорода в конвективном ядре: 0.7 (пунктирная линия), 0.5 (штрих-пунктирная линия), 0.3 (штриховая линия), 0.1 (сплошная линия) для случая, когда частичное перемешивание вещества не учитывалось (а), а так же для случаев, когда перемешивание учтено при следующих значениях турбулентного числа Шмидта: 1.0 (б), 0.7 (в), 0.4 (г).

Поступление водорода в слой с переменным химическим составом усиливает колебательную неустойчивость, так как непрозрачность вещества в рассматриваемом случае определяется в основном рассеянием на электронах:  $\kappa \propto (1+X)$ . Полуконвекция переносит водород из слоя с переменным химическим составом в конвективное ядро (рис. 35б). Изменение профиля водорода в процессе эволюции на главной

последовательности существенным образом зависит от значения числа Шмидта в турбулентной лучистой оболочке звезды (рис.34).

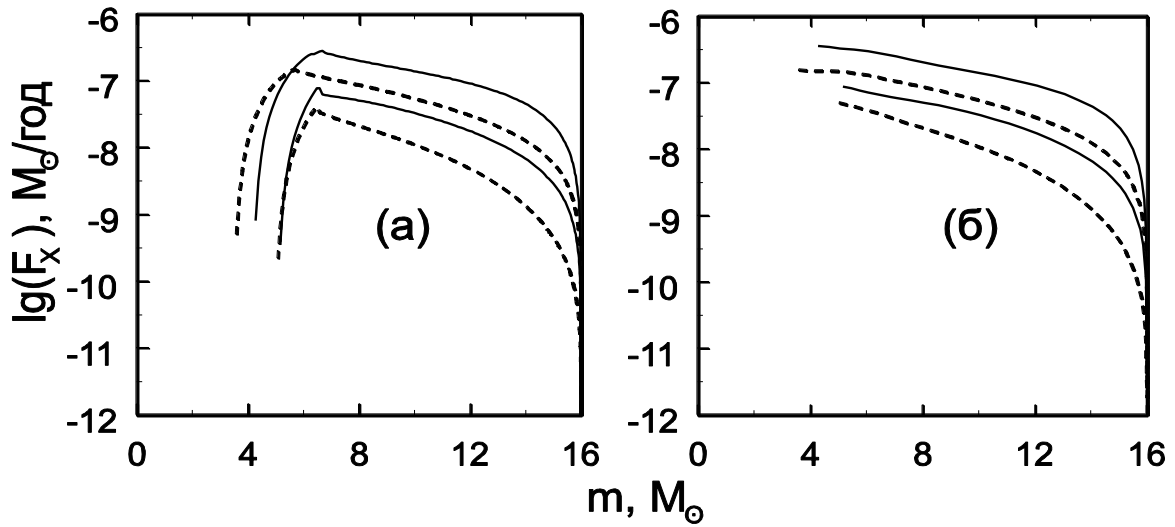


Рис.35. Турбулентный поток (а) и суммарный турбулентный и полуконвективный поток (б) массы водорода  $F_x$  в недрах звезды с массой  $16 M_\odot$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с при двух значениях турбулентного числа Шмидта: 0.4 (сплошная линия), 0.7 (штриховая линия). Содержание водорода в каждом случае составляет  $X_c=0.5$  (нижняя кривая) и  $X_c=0.1$  (верхняя кривая).

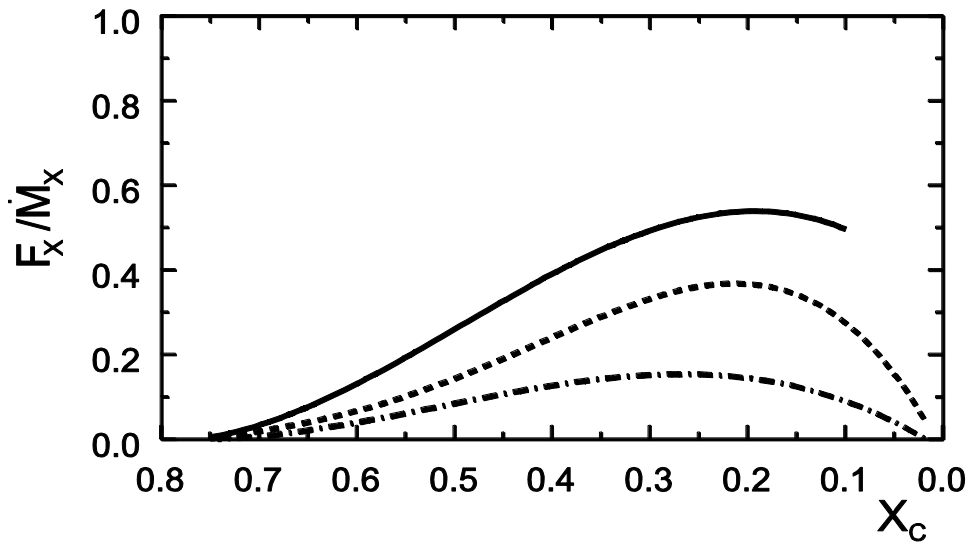


Рис. 36 Отношение темпа поступления водорода в конвективное ядро звезды с массой  $16 M_\odot$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с из неконвективных слоев  $F_x$  к темпу выгорания водорода  $\dot{M}_x$  в ядерных реакциях в зависимости от содержания водорода в конвективном ядре  $X_c$  при различных значениях турбулентного числа Шмидта: 0.4 (сплошная линия), 0.7 (штриховая линия), 1.0 (штрих-пунктирная линия).

Темп поступления водорода в конвективное ядро тем больше, чем меньше значение турбулентного числа Шмидта, и увеличивается со временем в процессе эволюции звезды (рис.35б). При малых значениях турбулентного числа Шмидта ( $Sc_t=0.4$ ) темп поступления водорода в

конвективное ядро во время второй половины стадии эволюции звезды на главной последовательности составляет существенную часть от темпа выгорания водорода в ядерных реакциях (рис. 36). Количество водорода, поступившего в конвективное ядро, определяется интенсивностью турбулентного переноса массы водорода в лучистой оболочке звезды. Масса водорода, выгоревшего в ядерных реакциях на главной последовательности, возрастает на 6% и 24% при  $Sc_t=1.0$  и  $Sc_t=0.7$  соответственно по сравнению со случаем, когда частичное перемешивание вещества не учитывается. При  $Sc_t=0.4$  это увеличение составляет 46% к моменту времени, когда содержание водорода в конвективном ядре понижается до  $X_c \approx 0.1$ .

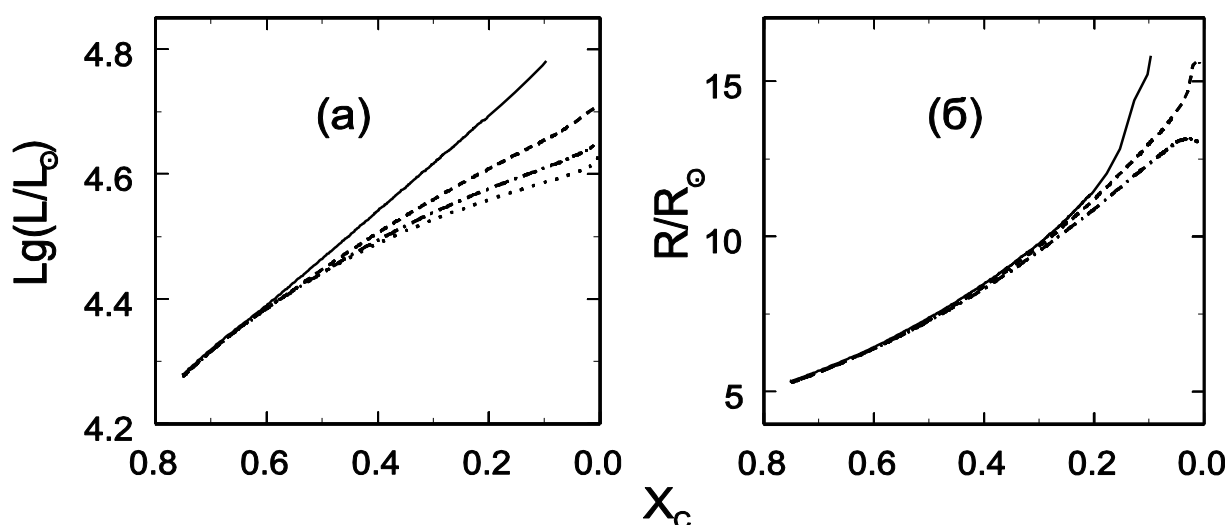


Рис. 37. Светимость  $L$  (а) и радиус  $R$  (б) звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  в зависимости от содержания водорода в конвективном ядре  $X_c$  при различных значениях турбулентного числа Шмидта: 0.4 (сплошная линия), 0.7 (штриховая линия), 1.0 (штрих-пунктирная линия), а так же в случае, когда частичное перемешивание вещества не учитывалось (пунктирная линия).

Изменения в строении звезды на главной последовательности, происходящие в результате частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра, качественно описаны в работе Старицина [94]. Изменение химического состава вещества звезды главной последовательности, происходящее вследствие протекания ядерных реакций горения водорода с образованием гелия в конвективном ядре, является причиной повышения прозрачности звездного вещества и увеличения светимости звезды на этой стадии эволюции. Уменьшение содержания водорода и, соответственно, увеличение содержания гелия в лучистой оболочке, вызванное частичным перемешиванием с веществом конвективного ядра, способствует повышению прозрачности вещества в лучистой оболочке и более сильному увеличению светимости звезды (рис 37а). Изменение радиуса звезды со временем на главной последовательности

зависит от количества водорода, поступающего в конвективное ядро из лучистой оболочки звезды, не монотонно (Старицин, [94]). Если количество водорода, поступающего в конвективное ядро, не слишком велико, радиус звезды увеличивается тем больше, чем больше это количество. Но, при дальнейшем увеличении массы водорода, поступающего в конвективное ядро, увеличение радиуса даже меньше, чем в случае, когда частичное перемешивание вещества не учитывается (Старицин, [94]). При рассмотренных значениях турбулентного числа Шмидта:  $Sc_t = \{1.0, 0.7, 0.4\}$ , количество водорода, поступающего в конвективное ядро, такое, что радиус звезды увеличивается тем больше, чем больше это количество (рис.37б). Поступление водорода в конвективное ядро увеличивает так же продолжительность стадии эволюции звезды на главной последовательности. Продолжительность этой стадии возрастает, как показано в работе Старицина [94], на несколько долей от времени горения водорода в конвективном ядре не вращающейся звезды. В частности, в рассмотренном случае  $Sc_t = 0.7$  время жизни звезды на главной последовательности увеличивается на 10%.

#### Перенос момента импульса.

Характерное изменение распределения момента импульса по массе звезды за время ее эволюции на главной последовательности показано на рис. 38. Меридиональная циркуляция и сдвиговая турбулентность переносят

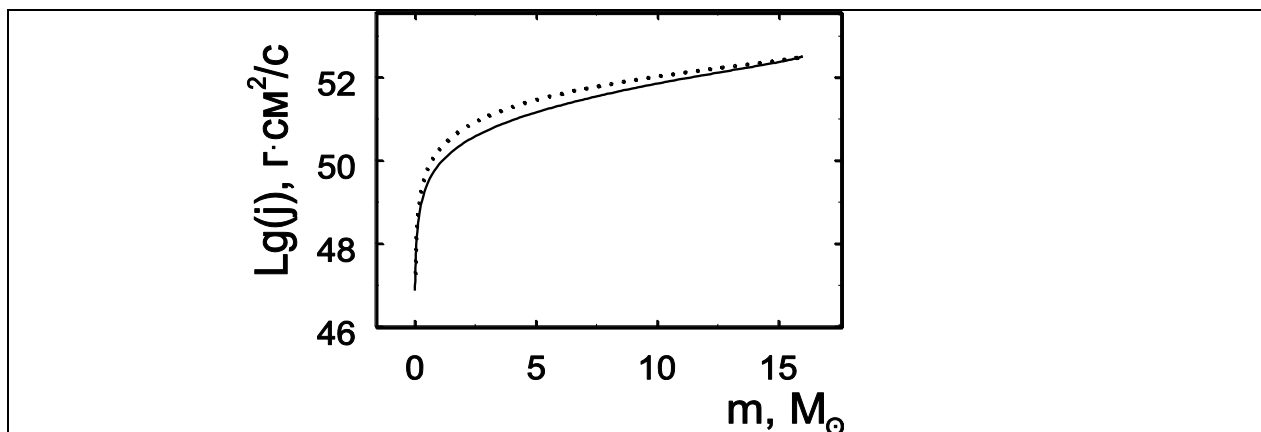


Рис. 38 Распределение момента импульса  $j(m)$  по массе в звезде с массой  $M=16M_{\odot}$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  в начале эволюции на главной последовательности (пунктирная линия) и в конце (сплошная линия). Турбулентное число Шмидта равно 0.7.

момент импульса из внутренних частей звезды наружу. Как описано в работе Старицина [93], перенос момента импульса в слое с переменным химическим составом осуществляет меридиональная циркуляция. Отношение турбулентного потока момента импульса к адвективному в этом слое составляет  $10^{-5}$ - $10^{-1}$ . Оценка полуконвективного потока момента

импульса сделана на основе вычисленных распределений коэффициента диффузии  $D_{sc}$  при известном значении турбулентного числа Шмидта. Оказалось, что максимальное отношение полуконвективного потока момента импульса к адвективному меняется от  $10^{-2}$  в начале эволюции звезды на главной последовательности до  $10^{-1}$  в конце. В данных вычислениях перенос момента импульса полуконвекцией не учитывался. Вклад меридиональной циркуляции и сдвиговой турбулентности в перенос момента импульса в лучистой оболочке звезды сопоставим.

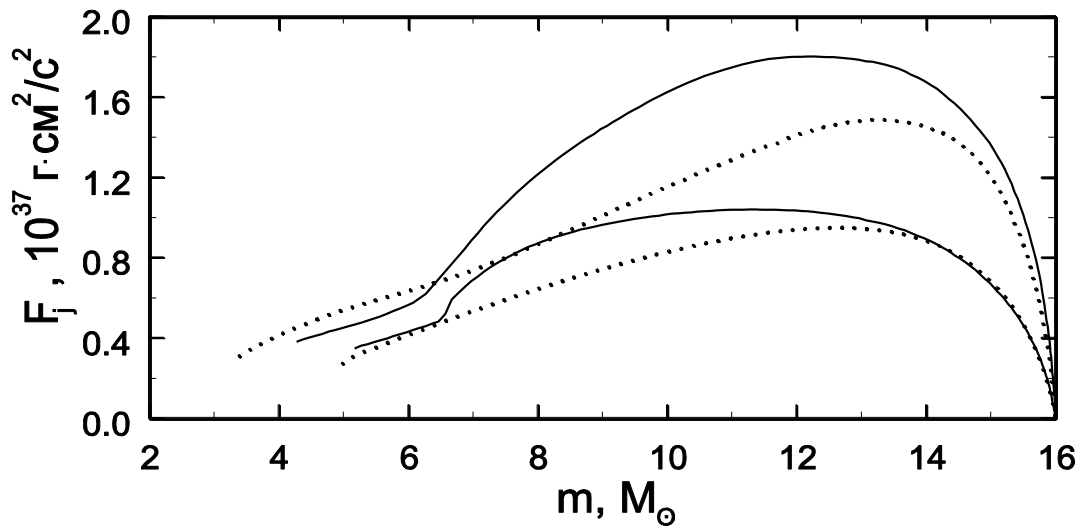


Рис. 39. Поток момента импульса  $F_j$  в недрах звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  при двух значениях турбулентного числа Шмидта: 0.4 (сплошная линия), 1.0 (пунктирная линия). Содержание водорода в каждом случае составляет  $X_c=0.5$  (нижняя кривая) и  $X_c=0.1$  (верхняя кривая).

Поток момента импульса возрастает в процессе эволюции звезды при каждом фиксированном значении турбулентного числа Шмидта. Более сильный рост светимости звезды в процессе ее эволюции на главной последовательности при низких значениях турбулентного числа Шмидта способствует увеличению скорости меридиональной циркуляции и, соответственно, увеличению потока момента импульса (рис. 39). Большие значения потока момента импульса в недрах звезды главной последовательности при низких значениях турбулентного числа Шмидта приводят к более значительному увеличению удельного момента импульса поверхности звезды (рис. 40). В результате, при  $Sc_t=0.4$  экваториальная скорость вращения звезды возрастает во время второй половины эволюции звезды на главной последовательности (рис. 41a). Скорость вращения на стадии эволюции, когда содержание водорода в конвективном ядре  $X_c < 0.3$ , превосходит значения скорости на предшествующих стадиях в этом случае. Содержание водорода в ядрах проэволюционировавших звезд главной

последовательности в рассеянных скоплениях составляет  $X_c \approx 0.4-0.0$ . Перенос момента импульса меридиональной циркуляцией и сдвиговой турбулентностью в недрах вращающейся звезды при обязательном учете переноса концентраций химических элементов турбулентностью и полуконвекцией может быть, таким образом, причиной повышенных скоростей вращения звезд из проэволюционировавшей части главной последовательности рассеянных скоплений.

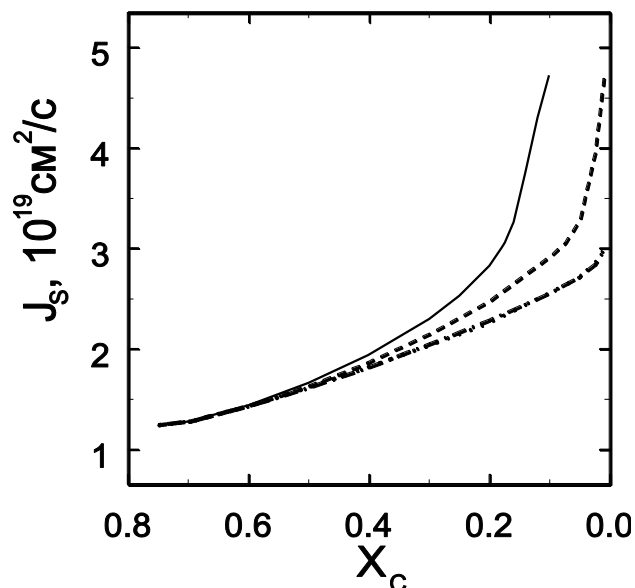


Рис. 40. Удельный момент импульса  $j_s$  поверхности звезды с массой  $16 M_\odot$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  в зависимости от содержания водорода в конвективном ядре  $X_c$  при различных значениях турбулентного числа Шмидта: 0.4 (сплошная линия), 0.7 (штриховая линия), 1.0 (штрих-пунктирная линия).

Отношения экваториальной скорости вращения  $V_e$  к круговой  $V_c$  ( $V_c$  - скорость, при которой абсолютные значения гравитационного и центробежного ускорений равны на экваторе звезды) в звездах типа Ве раннего спектрального класса, определенные с учетом гравитационного потемнения, заключены в пределы от 0.4-0.6 до 0.8-1.0 (Кранмер, [95]). Наиболее вероятное значение отношения  $V_e/V_c$  составляет 0.75 (Фрегат и др., [96]). Решением уравнений звездного ветра в случае, когда учитывается вращение звезды, является медленное истечение относительно плотного газа. Такое истечение появляется, когда  $V_e/V_c > 0.6$  (Кюре, [97]), и способствует образованию уплотнения (диска). Таким образом, появление характеристик типа Ве следует ожидать, когда отношение экваториальной и круговой скоростей вращения звезды превысит 0.60.

Согласно расчетам эволюции вращающейся звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$ , учитывающим гидродинамические процессы переноса момента импульса в ее недрах, отношение экваториальной скорости вращения звезды к круговой возрастает со временем в процессе ее эволюции (рис. 9б). В случае, когда частичное перемешивание вещества лучистой оболочки и конвективного ядра не учитывается, это отношение остается меньше значений типичных для звезд типа Ве на протяжении практически всей стадии горения водорода в конвективном ядре. При учете частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра при  $Sc_t = \{0.7, 0.4\}$  продолжительность стадии эволюции звезды на главной последовательности увеличивается. Отношение  $V_e/V_c$  становится больше 0.6 и остается типичным для звезд типа Ве раннего спектрального класса в течении этого дополнительного времени эволюции звезды на главной последовательности (рис.41б).

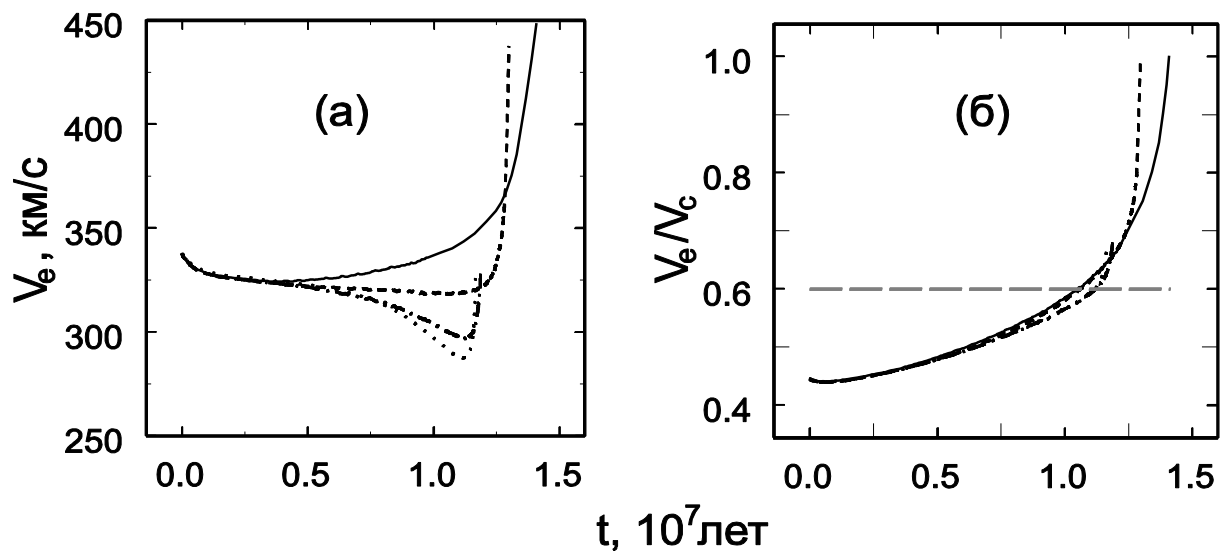


Рис. 41. Изменение экваториальной скорости вращения  $V_e$  (а) и отношения экваториальной и круговой скоростей вращения  $V_e/V_c$  (б) у звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  со временем  $t$  при различных значениях турбулентного числа Шмидта: 0.4 (сплошная линия), 0.7 (штриховая линия), 1.0 (штрих-пунктирная линия), а так же в случае, когда частичное перемешивание вещества не учитывалось (пунктирная линия).

В случае, когда  $Sc_t = 0.4$ , отношение  $V_e/V_c$  увеличивается до 1.0 еще до окончания стадии горения водорода в конвективном ядре. Равновесия при скорости вращения больше круговой быть не может, поэтому вычисления были остановлены. В работе Старицина [93] отношение  $V_e/V_c$  достигает 1.0 к моменту окончания эволюции звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $J = 3.69 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  на главной последовательности. При большем значении



момента импульса звезды это отношение достигло бы 1.0 до завершения эволюции на главной последовательности. Аналогичный результат получен для звезды с массой  $20 M_{\odot}$  (Экстрем и др., [98]). Гидродинамические процессы переноса в недрах вращающейся звезды оказываются эффективным механизмом увеличения момента импульса внешнего слоя звезд с массами  $10-20 M_{\odot}$ , особенно при учете частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра. Естественно, возникает вопрос о причинах ограничения отношения  $V_e/V_c$  сверху. Возможно, такой причиной может быть потеря звездами массы и момента импульса.

Изменение скорости вращения внешних слоев эволюционирующих массивных звезд зависит от интенсивности звездного ветра (Васквес и др., [99]). Если звездный ветер слабый, то момент импульса накапливается во внешнем слое звезды, если ветер сильный, момент импульса внешнего слоя убывает. Последняя ревизия теории звездного ветра выполнена в работе Винк и др. [100] и получила подтверждение наблюдательным материалом. Темпы потери массы, определенные Винк и др. [100], оказались заметно меньше, чем в ранних версиях теории звездного ветра. Теория Винк и др. [100] учитывает многократное рассеяние и является наиболее адекватной теорией звездного ветра горячих звезд (Палс и др., [101]). Эмпирические оценки скорости потери массы звездами спектрального класса O и ранних подклассов B согласуются с результатами теоретических расчетов (Винк и др., [100]; Эванс и др., [102]; Палс и др., [101]). Модели вращающихся звезд, полученные с учетом потери вещества на главной последовательности согласно Винк и др. [100] позволяют согласовать расчетные и наблюдаемые отношения чисел O и WR звезд в звездных группировках с разным содержанием металлов (Васквес и др., [99]). Влияние вращения на темп потери вещества с учетом гравитационного потемнения исследовано в работах Мэдер, Мэйнет [103] и Старицин [104]. Для горячих звезд с массами меньше  $40-60 M_{\odot}$  вращение приводит к увеличению темпа потери массы не более, чем в 3-7 раз.

Потеря массы и момента импульса звездным ветром согласно Винк и др. [100] с учетом влияния вращения (Мэдер, Мэйнет, [103]) не предотвращает увеличения  $V_e/V_c$  до 1.0 уже на стадии горения водорода в ядре звезды с массой  $20 M_{\odot}$  (Экстрем и др., [98]). Не исключено, что темп потери массы быстро вращающимися звездами типа Be, скорость вращения поверхности которых близка к круговой, формируется под действием каких-то дополнительных причин, отсутствующих в звездах с более медленным вращением. Такими причинами могут быть изменение состояния ионизации

атомов железа в атмосфере звезды с широтой (Пелпеси, [105]) или смещение критической точки теории звездного ветра дальше от поверхности звезды (Кюре, [97]). Возможно так же, что давление излучения не является единственной причиной, ответственной за темп потери вещества. Нерадиальные пульсации, характерные для Ве-звезд раннего спектрального класса, и интенсивные турбулентные движения в атмосферах этих звезд могут вносить свой вклад в отток вещества со звездной поверхности и увеличивать темп потери массы (Портер, Ривиниус, [106]). Верхнее ограничение на скорость потери массы вращающейся звездой с учетом этих дополнительных причин получено в работе Старицина [104]

Темп потери вещества звездой с массой  $16 M_{\odot}$  при значении турбулентного числа Шмидта  $Sc_t = 0.4$  увеличивается в процессе эволюции на главной последовательности от  $5 \cdot 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  до  $1.5 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  (Винк и др., [100]). Так как большую часть времени горения водорода в ядре звезда проводит вблизи начальной главной последовательности, то с учетом влияния вращения (Мэдер, Мэйнет, [103]; Старицин, [104]), суммарная потеря массы составит  $0.16 M_{\odot}$ , то есть 1%. Момент импульса внешнего слоя звезды с такой массой увеличивается к концу эволюции на главной последовательности до  $2 \cdot 10^{51} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$ , что составляет 6% от полного момента импульса звезды. В силу малости потери массы и момента импульса звездой с массой  $16 M_{\odot}$  на главной последовательности, оценим влияние потери момента импульса на изменение скорости вращения звезды в процессе ее эволюции.

Рассмотрим звезду с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $J = 3.45 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$ , превышающим на 6% значение  $J = 3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$ . Увеличение скорости вращения в процессе эволюции звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $J = 3.45 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  на главной последовательности при значении турбулентного числа Шмидта  $Sc_t = 0.4$  будет больше, чем при  $J = 3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$ , так как интенсивность процесса переноса углового момента в недрах звезды возрастает с увеличением ее полного момента импульса (Старицин, [93]). Если эволюция звезды с моментом импульса  $J = 3.45 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  сопровождается потерей углового момента вследствие звездного ветра на 6%, то можно ожидать, что итоговое увеличение скорости будет не меньше, чем у звезды, эволюционировавшей с постоянным значением момента импульса  $J = 3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$ ,

то есть составит 450 км/с. Изменение скорости вращения на ранних стадиях эволюции звезды на главной последовательности не зависит от значения турбулентного числа Шмидта (рис.41а). Основываясь на результатах расчета эволюции звезды с моментами импульсов  $J=3.25 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с и  $J=3.69 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с (Старицин,[93]), получим, что поверхностная скорость вращения звезды с моментом импульса  $J=3.45 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с в начале эволюции на главной последовательности составит 355 км/с. Таким образом, не смотря на потерю углового момента вследствие звездного ветра, эволюция звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $J=3.45 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с будет сопровождаться увеличением поверхностной скорости вращения во время второй половины стадии горения водорода в конвективном ядре.

Скорость вращения звезды с массой  $16 M_{\odot}$  будет составлять 450 км/с в начале эволюции на главной последовательности, если ее момент импульса будет превышать значение  $J=3.25 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с на 33%. Масса внешнего слоя звезды, содержащего 33% момента импульса уменьшается в процессе эволюции звезды с  $2.3 M_{\odot}$  до  $1.3 M_{\odot}$  из-за постоянного выноса углового момента импульса из недр звезды наружу (рис.38). Слой с такой массой может быть потерян, если темп потери вещества более чем в 10 раз превышает значения, определенные по теории Винк и др. [100]. Эта оценка менее надежна, так как 33% составляют существенную часть момента импульса звезды.

Таким образом, если темпы потери вещества не превышают значения, полученные по теории звездного ветра (Винк и др., [100]), более чем на порядок, потеря углового момента звездным ветром в звезде с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $J=3.25 \cdot 10^{52}$  г·см<sup>2</sup>/с не препятствует увеличению скорости вращения при  $Sc_t = 0.4$  во время второй половины эволюции звезды на главной последовательности.

## **Выводы.**

Эволюция вращающейся массивной звезды сопровождается перераспределением момента импульса в ее недрах. Меридиональная циркуляция и сдвиговая турбулентность переносят момент импульса из внутренних частей звезды наружу. Увеличение светимости звезды, связанное с увеличением содержания гелия в ее оболочке, способствует увеличению скорости меридиональной циркуляции. Соответственно, поток момента импульса в недрах звезды возрастает. Процессы частичного перемешивания

вещества лучистой оболочки и конвективного ядра звезды активизируют вынос момента импульса из внутренних частей звезды наружу. Вместе с увеличением продолжительности жизни звезды это способствует более значительному увеличению момента импульса наружного слоя звезды. Если число Шмидта в турбулентной лучистой оболочке вращающейся звезды с массой  $16 M_{\odot}$  и моментом импульса  $J=3.25 \cdot 10^{52} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$  находится в диапазоне 0.7-0.4, звезда приобретает характеристики типа Ве в течение дополнительного времени жизни на главной последовательности. Отношение экваториальной скорости вращения к круговой в течение этого времени находится в диапазоне  $0.6 < V_e/V_c < 1.0$ . В случае, когда частичное перемешивание не учитывается, звезда так же может приобрести характеристики типа Ве во время второй половины стадии эволюции на главной последовательности (Старицин, [93]). Необходимые для этого потоки момента импульса в звездных недрах образуются при большем значении момента импульса звезды. Частичное перемешивание вещества лучистой оболочки и конвективного ядра способствует, таким образом, образованию феномена звезд типа Ве и понижает необходимое для этого значение момента импульса звезды.

При турбулентном числе Шмидта 0.4, экваториальная скорость вращения звезды возрастает во время второй половины эволюции звезды на главной последовательности, причем на стадии эволюции, когда содержание водорода в ядре звезды  $X_c$  меньше 0.3, экваториальная скорость вращения больше, чем на предшествующей стадии. Такое увеличение экваториальной скорости вращения может качественно объяснить повышенные скорости вращения звезд из проэволюционировавшей части главной последовательности в рассеянных звездных скоплениях. Увеличение экваториальной скорости вращения звезды вследствие действия гидродинамических процессов переноса момента импульса возможно только при наличии частичного перемешивания вещества лучистой оболочки и конвективного ядра. Наблюдаемое превышение скоростей вращения ярчайших звезд рассеянных скоплений над звездами фона может быть индикатором частичного перемешивания вещества в недрах вращающихся звезд.

## **2.6. Получение оценок характерного времени существования газовых структур в массивных ТДС и конфигурационных параметров этих структур по данным фотометрических наблюдений**

### **Исследование новооткрытой короткопериодической затменной переменной системы**

#### **NOMAD-1 1127-0027360**

Переменность звезды 1127-0027360 (каталог NOMAD-1) впервые была обнаружена при проведении и анализе наблюдений гамма-всплеска GRB100901a. Полученные кривые изменения блеска позволили предположить, что звезда является двойной, а переменность вызвана затмениями одного компонента другим [Ошибка! Источник ссылки не найден.07]. Ниже представлено исследование двойной системы: определение спектрального класса более яркого компонента и решение кривых изменений блеска.

#### **Наблюдения и обработка**

Наблюдения звезды в фильтрах I и R, а также без фильтра, были получены в ходе программы по мониторингу гамма-всплеска GRB100901a с 1 по 3 сентября 2010 года на роботизированных телескопах сети МАСТЕР [109], расположенных в долине Тункинской долине, Коуровской астрономической обсерватории и на горной астрономической станции главной астрономической обсерватории (ГАС ГАО РАН). Каждый из телескопов состоит из двух параллельно расположенных оптических труб с апертурой 40 см и светосилой 1:2.5, расположенных на одной монтировке. Телескопы оборудованы ПЗС камерами Apogee Alta U16 (чип Kodak KAF16000, термоэлектрическая система охлаждения).

Дополнительные наблюдения звезды были проведены со 2 по 4 сентября 2010 года в Коуровской астрономической обсерватории в фильтрах I и R. На рисунке 42 представлено изображение области неба и отмечено положение обнаруженной переменной звезды.

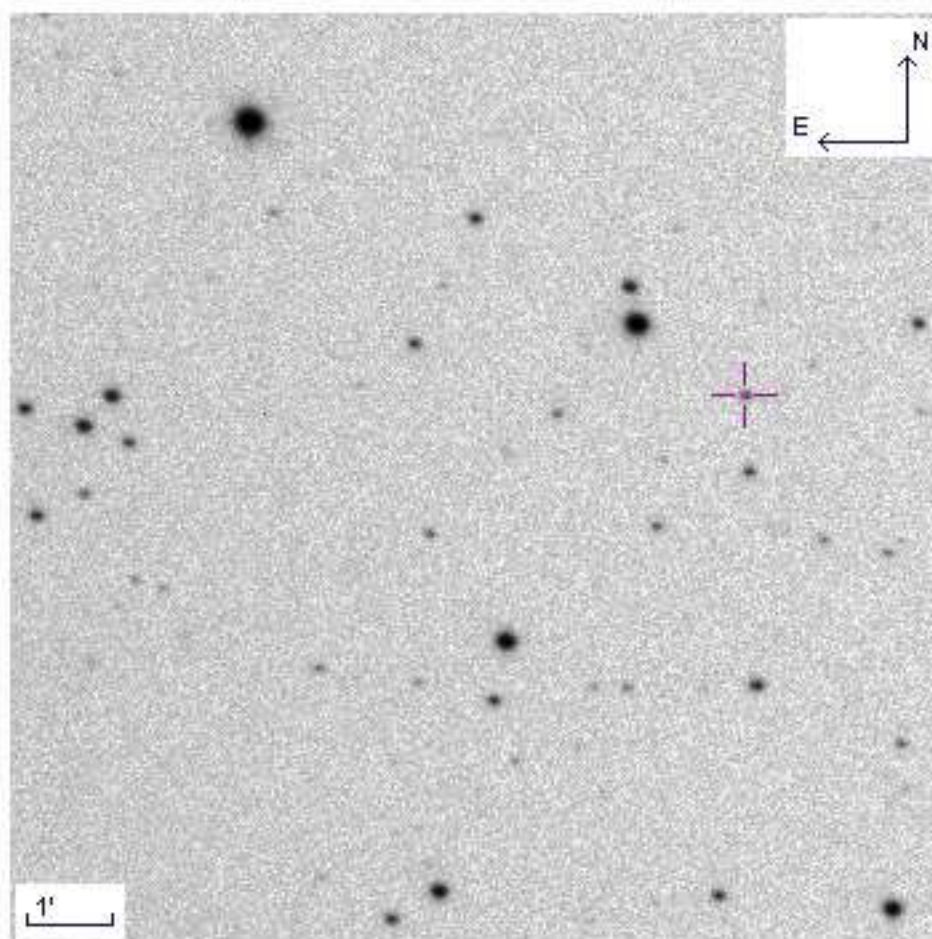


Рис.41. Изображение участка неба с окрестностью переменной звезды.

Астрометрическая калибровка ПЗС снимков проведена в пакете IRAF/imcoords [109]. В качестве опорных звезд использовались 30 звезд из каталога SDSS-DR7 [110], лежащие в этой области неба. В результате были определены экваториальные координаты звезды на эпоху J2000:  $\alpha=1^{\text{h}}48^{\text{m}}50^{\text{s}}.13$ ,  $\delta=+22^{\circ}46'37''.4$ . Эти координаты соответствуют звезде с номером 1127-0027360 в каталоге NOMAD-1. Галактические координаты звезды, согласно базе данных Simbad [111]: долгота  $l=+138^{\circ}.8372$ , широта  $b=-38^{\circ}.2033$ . Эта звезда не содержится ни в одном из каталогов известных переменных звезд, таким образом, о переменности звезды заявлено впервые.

Фотометрическая обработка снимков проведена в пакете IRAF/apphot. Инструментальные звездные величины были исправлены согласно алгоритму Everett и Howell [112], при этом из ансамбля звезд сравнения были удалены звезды, изменения блеска которых от кадра к кадру превысило уровень  $3\sigma$ . Звездные величины оставшихся звезд были приведены к стандартным

величинам согласно соотношениям, опубликованным на официальном сайте каталога SDSS [113]:

$$I = i - 0.378(i - z) - 0.3974$$

$$R = r - 0.2936(r - i) - 0.1439$$

После этого полученные инструментальные звездные величины были приведены к стандартным IR величинам в системе Джонсона.

### Определение периода

Предварительное значение периода изменения блеска системы получено в программе FAMIAS [114] по данным наблюдений без фильтра. Найденный таким образом период изменения блеска звезды  $P=0^d.32$ . С помощью предварительного значения периода построена фазовая кривая блеска, представленная на рисунке 441.

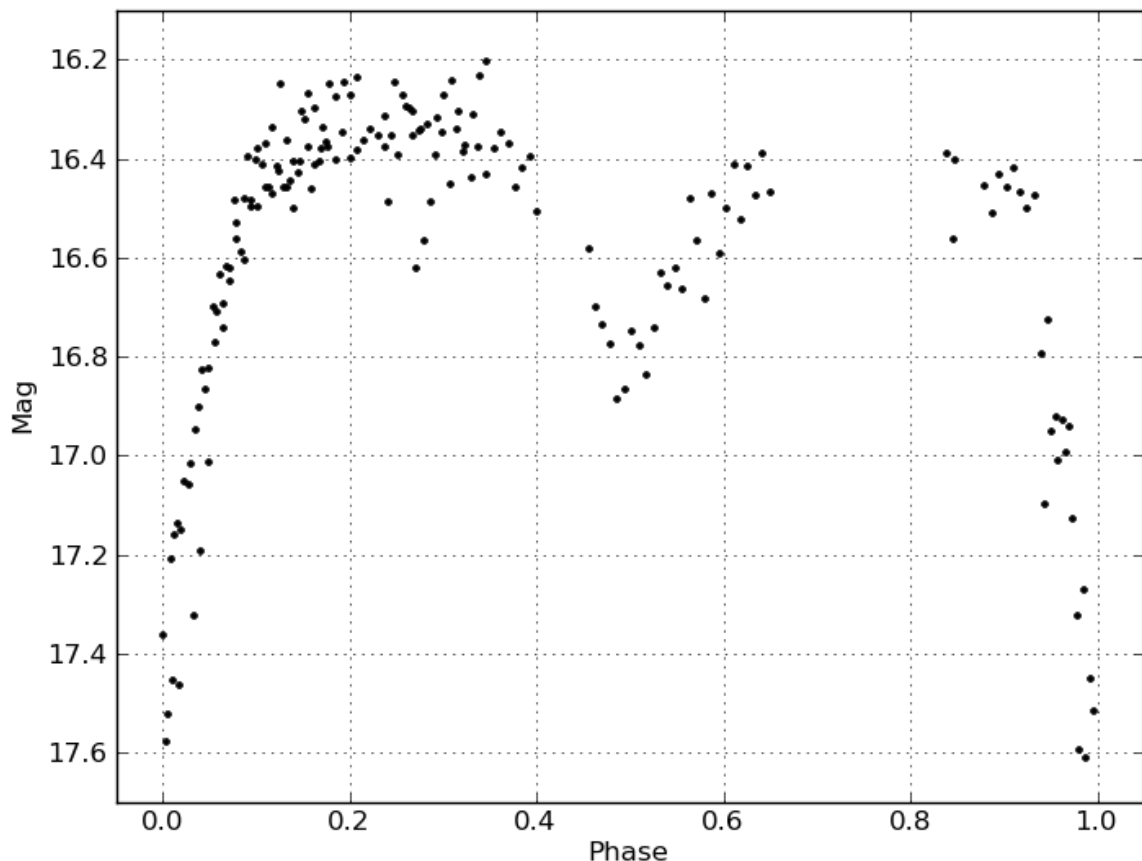


Рисунок 41 — Фазовая кривая блеска в фильтре R.

Полученная фазовая кривая блеска характерна для затменных переменных двойных систем типа  $\beta$  Lyr.

Для более точного определения периода использованы все моменты минимумов, представленные в таблице 15. Как видно из таблицы, было получено 2 момента минимума в фильтре I, 3 момента минимума в фильтре R, а также 6 моментов минимумов при наблюдении без фильтра.

**Таблица 15 — Моменты минимумов блеска переменной**

JD	Тип минимума	Фильтр	Эпоха E	O-C
2455441.28864086	главный	R	-3	0.0014649
2455441.4422793	вторичный	R	-2.5	-0.0047110
2455443.20074769	главный	R	3	-0.0042009
2455442.24732326	главный	I	0	0.0012610
2455442.40525162	главный	I	0	-0.0006251
2455441.12278296	вторичный	без фильтра	-3.5	-0.0045736
2455441.28709861	главный	без фильтра	-3	-0.0000774
2455441.45478542	вторичный	без фильтра	-2.5	0.0077951
2455442.24732303	главный	без фильтра	0	0.0012607
2455442.40525197	вторичный	без фильтра	0.5	-0.0006247
2455443.20797951	главный	без фильтра	3	0.0030309
$\Sigma(O-C)^2$				$1.59 \cdot 10^{-6}$

За начальную юлианскую дату *PriMin* было принято значение JD 2455442.24732, с помощью которого найдены значения эпохи для всех остальных моментов минимумов. Эти значения содержатся в 4 столбце таблицы 15. Если известно значение эпохи, прошедшей с момента *PriMin*, тогда для определения периода используется соотношение:

$$JD = PriMin + PE$$

Из этого соотношения методом наименьших квадратов найдено значение периода:



$$P = 0.31963 \pm 0.00012$$

Полученное значение согласуется с предварительным значением периода, определенным при помощи программы FAMIAS. На рисунке 442 представлена зависимость разности наблюдаемых и вычисленных моментов минимума (O-C) от эпохи, прошедшей с момента *PriMin*. Вычисленные разности (O-C) представлены в последнем столбце таблицы 15.

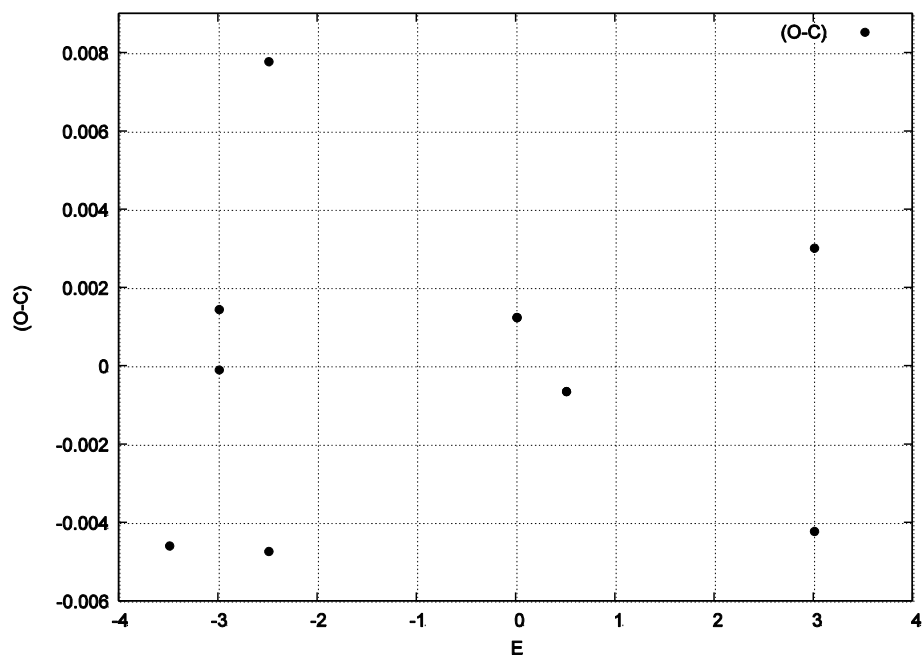


Рисунок 42 — Распределение разности (O-C) в зависимости от эпохи E

Как видно из рисунка 442, периодической зависимости между значениями (O-C) и значениями E не наблюдается, что указывает на постоянство периода системы в течение проведенных наблюдений. Таким образом, эфемерида системы:

$$JD = 2455442.24732 + 0.31963E$$

Эту эфемериду можно использовать для планирования дальнейших наблюдений и изучения стабильности периода на длительных интервалах времени.

### Определение спектрального класса

Для определения спектрального класса более яркого компонента использованы показатели цвета, представленные в каталоге инфракрасного обзора неба 2MASS [115]:

$$J = 14.221 \pm 0.025,$$

$$H = 13.520 \pm 0.033,$$

$$K = 13.399 \pm 0.028,$$

а также полученные из наблюдений звездные величины во вторичном минимуме в фильтрах R и I. Согласно работе [Ошибка! Источник ссылки не найден.] значения  $(J - H) = 0.7$  и  $(H - K) = 0.12$  соответствуют спектральному классу K2-K5III-IV или K7-M0V. Наблюдаемые показатели цвета не исправлялись за межзвездное покраснение, поскольку в данном направлении, согласно [Ошибка! Источник ссылки не найден.7], оно будет мало.

По данным PRMXL [Ошибка! Источник ссылки не найден.] собственное движение объекта приблизительно равно  $0.029''/\text{год}$ , что дает верхнюю оценку расстояния до объекта 1.8 кпс. Используя это расстояние, можно найти абсолютную звездную величину, которая соответствует классу светимости IV-V. Таким образом, более яркий компонент системы на диаграмме ГР занимает положение вблизи Главной Последовательности на границе с субгигантами.

### Решение кривых блеска

Решение кривых блеска в фильтрах I и R было получено в 2 этапа.

На первом этапе была использована программа Антохиной [Ошибка! Источник ссылки не найден.] и метод деформируемого многогранника Нелдера-Мида [120] в качестве процедуры минимизации. В качестве модели системы на первом этапе использована модель двух звезд, ограниченных поверхностями постоянного потенциала с учетом нелинейного потемнения к краю диска. В качестве закона распределения интенсивности использовано чернотельное приближение. Начальные значения коэффициентов потемнения к краю диска выбраны по таблицам van Hamme [Ошибка! Источник ссылки не найден.]. Начальные значения болометрических альбедо компонентов равны 0.5, коэффициенты гравитационного потемнения – 0.3 (что соответствует полученному спектральному классу). Начальные значения температур были равны 4000K в соответствии с полученной оценкой спектрального класса. Начальное значение фотометрического отношения масс было равно 0.5. По результатам решения кривых блеска на первом этапе система оказалась полуразделенной: менее массивный и более холодный вторичный компонент заполняет свою критическую полость Роша и является более ярким. Полученные при этом параметры системы использовались для решения

кривых блеска в программе Wilson и Devinney [122]. Решение проводилось в режиме 5, предназначенном для полуразделенных систем, при этом были уточнены значения отношения масс, температуры и потенциала поверхности более массивного компонента. В таблице 16 содержатся окончательные результаты решения.

Полученные из наблюдений, а также рассчитанные кривые изменения блеска представлены на рисунке 434. На рисунке 444 представлена модель системы, полученная в результате решения. Из рисунка видно, что вторичный компонент заполняет свою критическую полость Роша.

Таблица 16 – Результаты решения кривых изменения блеска

параметр	I	R
q	0.698±0.036	
T <sub>1</sub>	4074±77	
T <sub>2</sub>	3729±53	
i	89	
Ω <sub>1</sub>	4.742±0.073	
Ω <sub>2</sub> = Ω <sub>inn</sub>	3.240	
A <sub>1</sub> =A <sub>2</sub>	0.5	
g <sub>1</sub> =g <sub>2</sub>	0.3	
r <sub>1</sub> (pole)	0.246	
r <sub>1</sub> (point)	0.255	
r <sub>1</sub> (side)	0.249	
r <sub>1</sub> (back)	0.253	
r <sub>2</sub> (pole)	0.326	
r <sub>2</sub> (point)	0.463	
r <sub>2</sub> (side)	0.342	
r <sub>2</sub> (back)	0.373	

$x_1$	0.023	0.168
$y_1$	0.693	0.649
$x_2$	-0.016	0.199
$y_2$	0.752	0.626
$L_1/(L_1+L_2)$	0.443	0.492
$L_2/(L_1+L_2)$	0.557	0.508

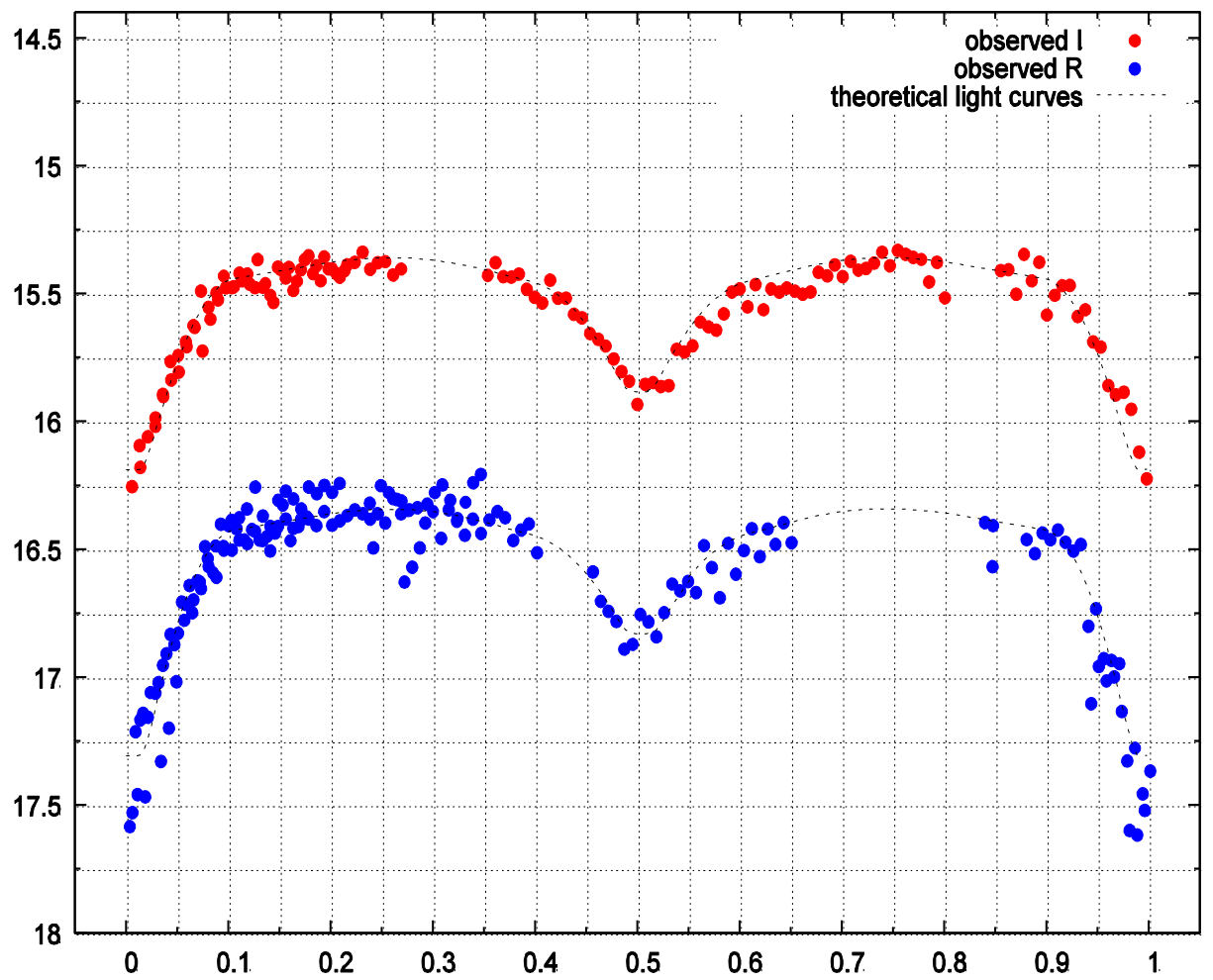


Рисунок 43 – Кривые блеска затменной переменной двойной системы NOMAD-1 1127-0027360. Кружками показаны наблюдения, штриховой линией – теоретические кривые блеска

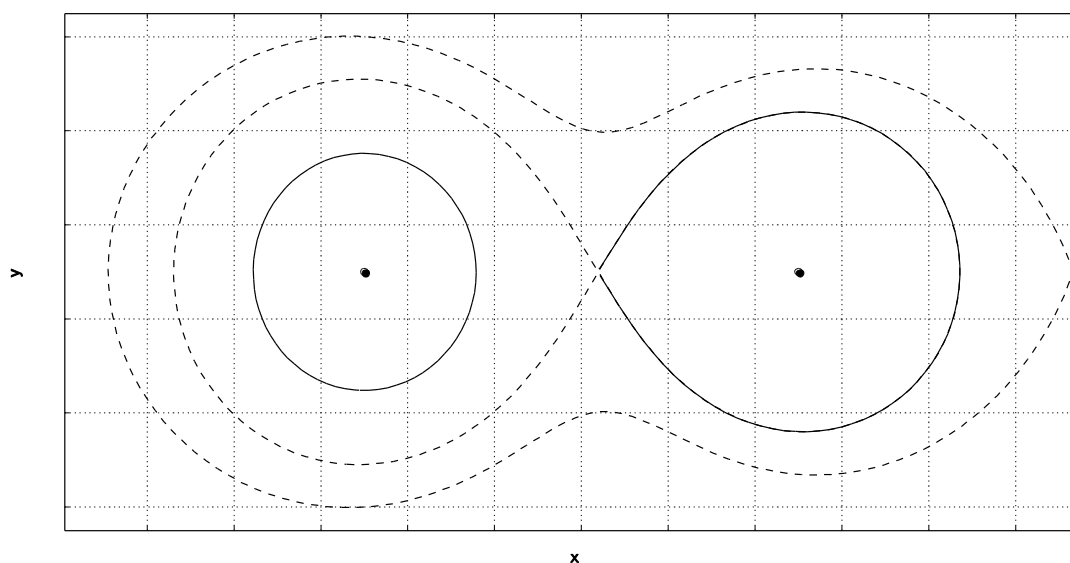


Рисунок 44 – Модель системы, полученная по расчету теоретических кривых блеска. Пунктиром отмечены границы первой и второй критических полостей Роша. Сплошными линиями показаны границы компоненты

### Выводы

Из результатов решения фотометрических кривых блеска следует, что вторичный компонент является менее массивным, однако заполняет свою критическую полость Роша, следовательно, является более ярким и более проэволюционировавшим. Температура вторичного компонента соответствует позднему подклассу спектрального класса К. Из оценки расстояния по собственному движению следует, что класс светимости IV. Вероятнее всего, вторичный компонент является субгигантом и покидает Главную Последовательность или близок к этому моменту. Согласно результатам исследования система является полуразделенной, возможно мы наблюдаем ее на стадии обмена веществом. Для того, чтобы определить, на какой стадии обмена веществом находится система, необходимы дальнейшие фотометрические, а также спектроскопические наблюдения. Обмен веществом в полуразделенных системах приводит к изменению периода, поэтому необходимы дополнительные продолжительные фотометрические наблюдения, которые позволят изучить постоянство периода. Спектроскопические наблюдения дадут возможность получить более точное значение спектрального класса компонентов системы.

## 2.7. Получение оценок масс компонент и размеров орбит звезд в массивных ТДС по данным спектральных наблюдений.

Выполнение данного этапа работы предусматривало проведение исследований, связанных с работой основной части эшелле-спектрографа высокого разрешения, размещенного в отапливаемой части павильона 1.2 метрового телескопа Коуровской астрономической обсерватории.

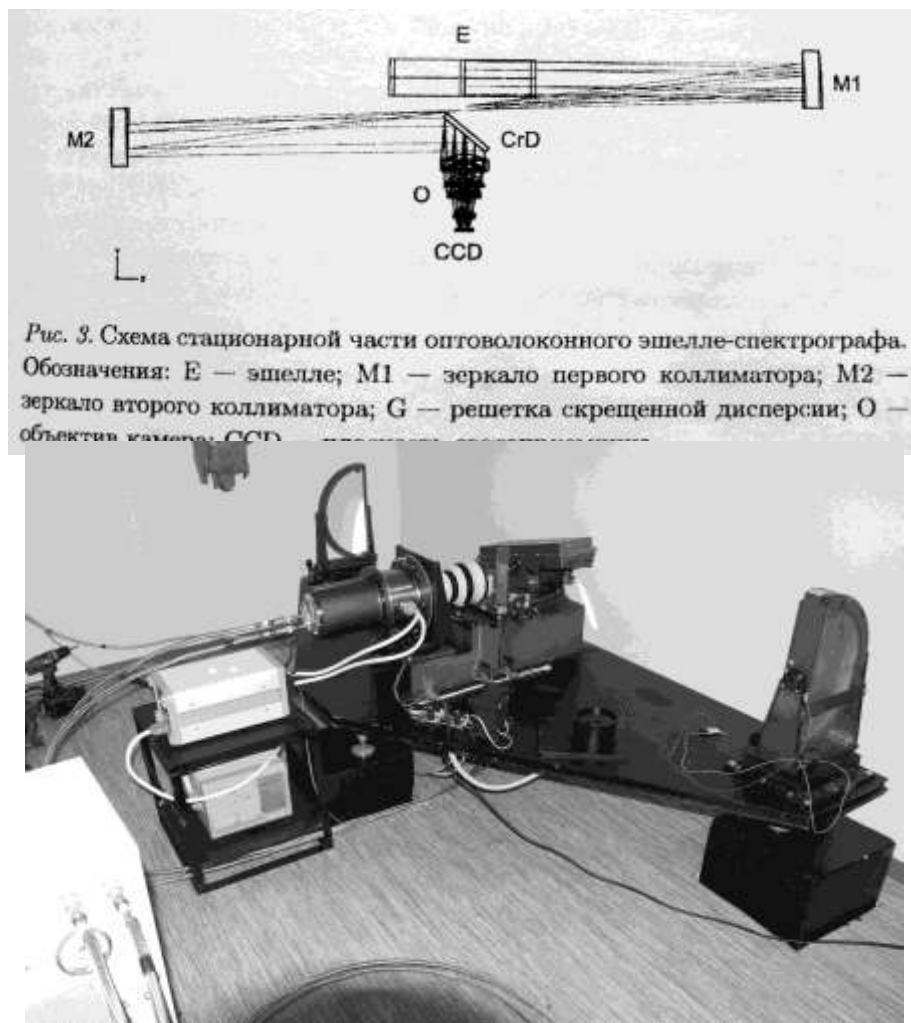


Рис. 3. Схема стационарной части оптоволоконного эшелле-спектрографа. Обозначения: E — эшелле; M1 — зеркало первого коллиматора; M2 — зеркало второго коллиматора; G — решетка скрещенной дисперсии; O — объектив камеры; CCD —

Рис.46. Оптическая схема и вид основной части эшелле-спектрометра.

Оптоволоконный Эшелле-спектрограф высокого разрешения работает с малым диаметром колимированного пучка, порядка 100 мм, с применением эшелле-решетки, имеющей большой угол скоса рабочей грани, что необходимо для получения максимума распределения энергии в области высоких порядков. С целью устранения значительного астигматизма, возникающего при работе с такой решеткой в наклонных пучках, далеко от оптической оси, спектрометр построен по схеме белого зрачка.

В этом случае происходят два дополнительных отражения пучков света от оптических элементов спектрографа, на которых теряется в общей сложности до 10% энергии. Выигрыш получается в формировании изображений порядков спектра в направлении близком к оптической оси эшелле-решетки, этим достигается практическое постоянство аппаратной функции спектрометра по всему регистрируемому полю. Немаловажно и то, что форма порядков эшелле-спектра, в этом случае, мало отличается от прямолинейной, что значительно повышает точность окончательных результатов при последующей обработке данных. Наличие дополнительных отражающих элементов в спектрометре усложняет проведение юстировочного процесса и требует постоянного мониторинга состояния оптической системы. Используемая ПЗС-матрица E2V (2048x2048, 15мкм) позволяет получать до 60 спектральных порядков, перекрывающих область спектра от 390нм до 780нм. Возможна работа в спектральной области за 800нм, но здесь положение осложняется наличием интерференционных структур (фрингов), возникающих в тонком кристалле кремния, составляющего основу ПЗС-матрицы. Этот эффект на данном этапе не рассматривался и в дальнейшем будет исследован на предмет его частичного или полного исправления.

В период с января по май 2011г. на эшелле-спектрометре проводились юстировочно-отладочные работы, связанные как с оптикой самого спектрометра, так и с работой ПЗС-камеры и системы охлаждения замкнутого цикла.

Было выяснено, что система управляемого поворота ПЗС-камеры относительно оптической оси камерного объектива, обеспечивающая одновременную фокусировку красных и синих порядков эшелле-спектра, не обеспечивает достаточную жесткость. Это приводило к произвольному повороту ПЗС-камеры из-за механических напряжений, возникающих в металлизированных шлангах, обеспечивающих подачу сжатого газа к испарителю системы охлаждения замкнутого цикла и отводу его к обратно, к компрессору, как при работе системы, так и при случайном касании этих шлангов. Система управляемого поворота была заменена на жесткую платформу, поворот и фиксация которой обеспечивается регулировочными и стопорными винтами в ручном режиме. Таким образом, при смене диапазонов регистрируемых порядков необходимо вручную произвести поворот платформы для получения сфокусированного изображения по всему полю кадра. Несмотря на то, что управление системой выравнивания фокусировки по полю по программе от компьютера было заменено на ручное

управление, новая платформа обеспечила необходимую жесткость положения ПЗС-камеры с системой охлаждения замкнутого цикла относительно оси спектрографа.

Встроенный затвор спектрометра, расположенный перед оптоволоконным фидером в подвесной части спектрометра, работает в ручном, управляемом от компьютера режиме, и никак не синхронизирован с работой ПЗС-камеры. Его открытие и закрытие обеспечивает наблюдатель через компьютерную консоль управления. При получении спектральных снимков слабых объектов затвор может быть открыт на все время наблюдений. Однако, яркие объекты оставляют на ПЗС кадрах слабые следы, возникающие от засветки пикселей на которые приходится положение ярких деталей спектра, в момент чтения вследствие эффекта переноса заряда (перемещения строк). В период считывания кадра, который составляет порядка 40 секунд, затвор должен быть закрыт. Как было отмечено выше, это производится в ручном режиме наблюдателем. Это не всегда выполняется.

С целью устранения полос засветки от ярких деталей спектрального изображения, возникающих при выполнении операции чтения ПЗС-кадра с открытым затвором, перед окном ПЗС-камеры был установлен автоматизированный затвор, срабатывающий на закрытие от сигнала контроллера камеры в момент окончания экспозиции и, соответственно, на открытие – в момент начала экспозиции. Для этого в конструктив спектрометра были внесены необходимые изменения. Установлен крепеж для помещения корпуса затвора перед окном ПЗС-камеры. Разработана и спаяна схема сопряжения сигнала, идущего от контроллера ПЗС-камеры, с сигналом, необходимым для срабатывания затвора.

После завершения модификационных работ была проведена юстировка оптической схемы спектра, начиная от совмещения оптических осей обеих половин коллиматора и выравнивания пятна засветки коллимированного пучка на отражающей поверхности эшелле решетки до получения одинаково сфокусированного по всему полю изображения порядков спектра торий аргоновой лампы. Пример полученного спектра приведен на Рис. После окончания юстировочного процесса полуширина умеренно ярких спектральных линий торий-аргоновой лампы составила порядка  $4.3 \pm 1.5$  пикселей, что близко к заявленной изготовителем величине полуширины инструментального профиля в 4 пикселя.





Рис.47. Кадр эшелле-спектра торий-аргоновой лампы.

Для оценки качества получаемого спектра на оптоволоконном эшелле-спектрометре Коуровской обсерватории Уральского университета, имеющего разрешение  $R=30000$ , были получены спектры дневного и сумеречного неба, представляющие собой по существу спектр Солнца, которые сравнивались с калиброванными по длинам волн спектрами Солнца, полученными на классическом куде эшелле-спектрометре телескопа Цейс-1000 Специальной Астрофизической Обсерватории Российской Академии Наук (САО РАН). Этот спектрометр имеет сравнимое разрешение  $R=40000$ . Практически все детали, видимые в спектральных порядках куде-эшелле-спектрометра видны и в порядках спектра, полученного на оптоволоконном эшелле-спектрометре. При этом нужно учитывать, что исследуемый спектрометр имеет немного меньшее разрешение и более «грубую» эшелле решетку, работающую на больших углах блеска, что выражается в более узкой полосе т.н. энергетической эффективности эшеллета (крутое падение интенсивности от центра порядка к краям). Ниже, в качестве примера приведены участки спектра Солнца, полученные на обоих спектрографах, в синей, зеленой и красной областях спектра. В верхних частях каждого рисунка приведен

участок спектра, полученный на эшелле-спектрометре САО РАН, в нижних – на оптоволоконном эшелле-спектрометре Коуровской обсерватории.

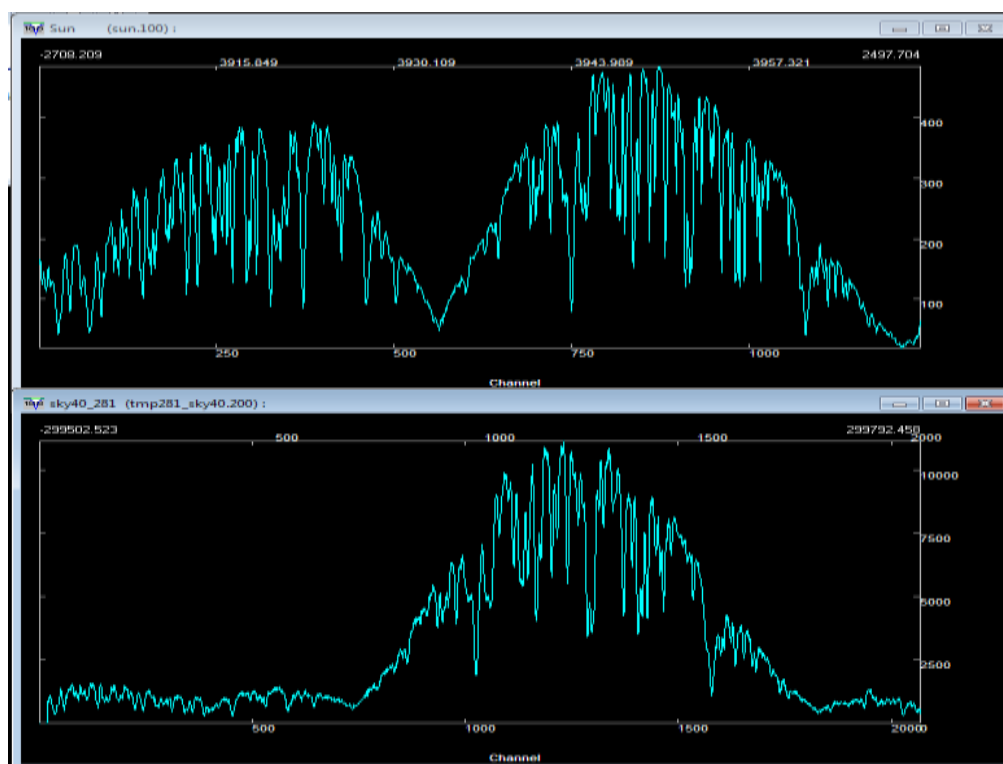


Рис. 48 Спектр Солнца в районе линий Н и К Ca(3850Å).

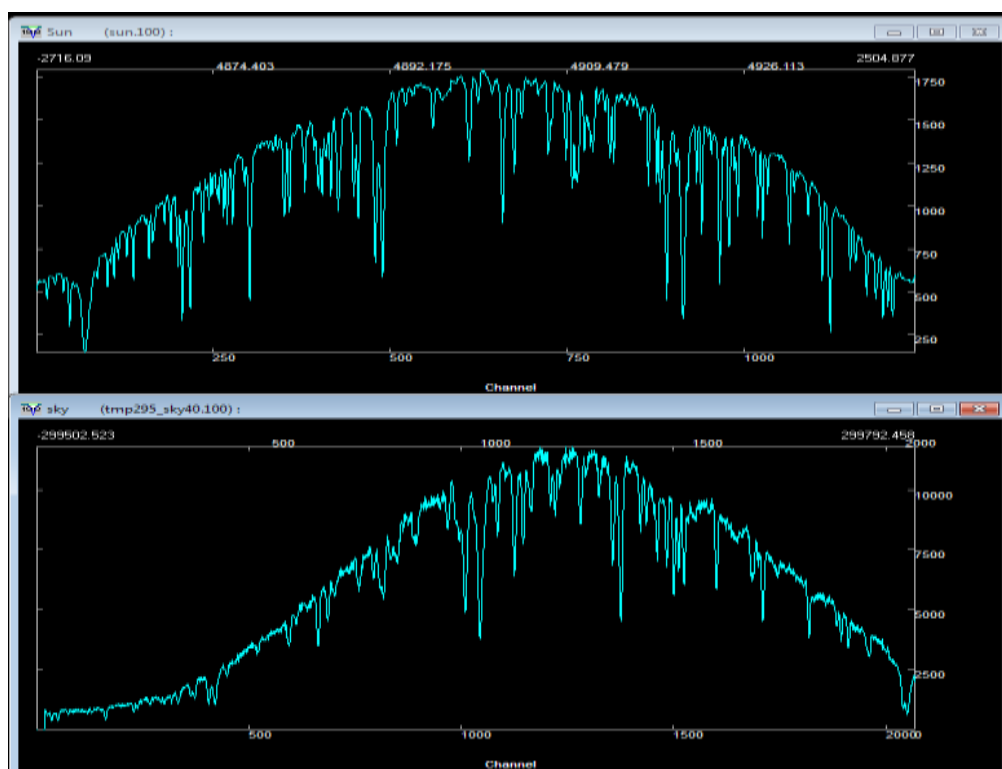


Рис. 49. Спектр Солнца в районе  $\lambda(4920\text{\AA})$

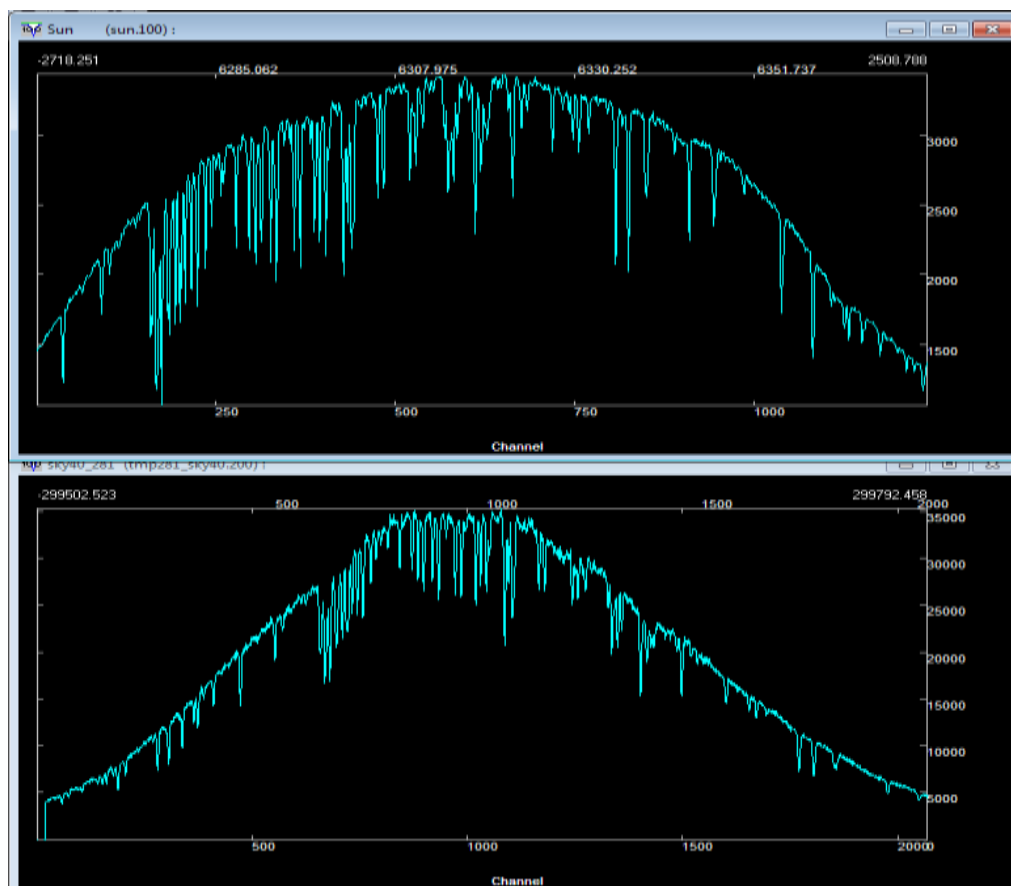


Рис. 50. Спектр Солнца в красной области  $\lambda(6310\text{\AA})$

Для определения инструментального профиля использовались теллурические линии кислорода в районе  $\lambda 6890\text{\AA}$  из спектров различных объектов (сумеречное небо, яркие звезды). Не блендированные линии имели симметричную форму. Полуширина инструментального профиля, определенная по десяти линиям кислорода в районе полосы  $\text{O}_2$  ( $\lambda 6883.8 - \lambda 6919.0\text{\AA}$ ) составила  $4.9 \pm 0.7$  пиксела, что близко к заявленной изготовителем разрешающей способности прибора и сравнимо с полушириной профиля, определенной по линиям Торий-Аргоновой лампы.

В период проведения наблюдений на эшелле-спектрометре была также проведена работа по оценке необходимого времени экспозиции для получения спектрального материала с соотношением сигнал/шум не менее 30 ( $S/N > 30$ ) для звезд разного блеска. Звезды со звездной величиной 12 следует считать предельными для нашего эшелле-спектрометра, питаемого светом 1.2м телескопа, т.к. для получения спектрального материала с  $S/N > 30$  для таких звезд, требуется экспозиция не менее 7-8 часов, что сравнимо с продолжительностью ночи и средним временем пребывания объектов на достаточной высоте над горизонтом. Ниже в таблице приведены средние

значения экспозиции, необходимые для получения спектрального материала с достаточной для последующей обработки точностью, для звезд различной звездной величины.

Таблица 17. Минимально необходимое время экспозиции для объекта соответствующей звездной величины.

Зв.вел.	t (мин)
0	0.5
1	1.5-2
3	20
8	90
10	240

В течение марта-апреля 2011г. на эшелле-спектрометре были получены спектры звезд различных спектральных классов и звездных величин. В том числе были получены эшелле-спектры двух ярких звезд 0 зв.вел. – Арктиура (альфа Волопаса) спектрального класса K1.5III и спектрометрического стандарта – Веги (альфа Лиры) спектрального класса A0V. Первая звезда позднего спектрального класса имеет множество спектральных линий равномерно распределенных по всему спектру, что позволило проследить качество изображения спектра по всему спектральному диапазону. Оно соответствует заявленному разрешению  $R=30000$ . Бленды линий металлов, которые должны быть разрешенными при данном  $R$ , действительно наблюдались разделенными. Это говорит о хорошем качестве оптики и ее отличной юстировке. Вторая звезда содержит сильные линии водорода в различных частях спектра и практически во всем спектральном диапазоне регистрируется непрерывный спектр, по которому можно судить о характере распределения световой энергии в каждом отдельном порядке, воспроизводимой оптикой данного эшелле-спектрографа.

Помимо этого были получены спектры затменной переменной звезды SS Cas 8 зв.вел. Ранее спектральные наблюдения этой звезды проводились только с использованием фотографических и электрофотометрических (ретикон, 1988год) приемников излучения. Они имели малое отношение сигнал шум. В фотографических спектрограммах второй компонент не выявлялся совсем, а в данных полученных с помощью ретикона, он выделялся с трудом [123].

По всей видимости, на оптоволоконном эшелле-спектрометре Коуровской обсерватории проведены первые спектральные наблюдения  $\text{CC Cas}$  с использованием ПЗС-приемника. В наиболее сильных линиях (линии нейтрального гелия и водорода) отчетливо наблюдаются профили обоих компонентов этой затменной пары. По мере получения спектрального материала возможно будет построить кривые лучевых скоростей обоих компонентов и получить уточненные значения их масс. Пример профиля линии нейтрального гелия в спектре звезды  $\text{CC Cas}$  приведен на Рис.51.

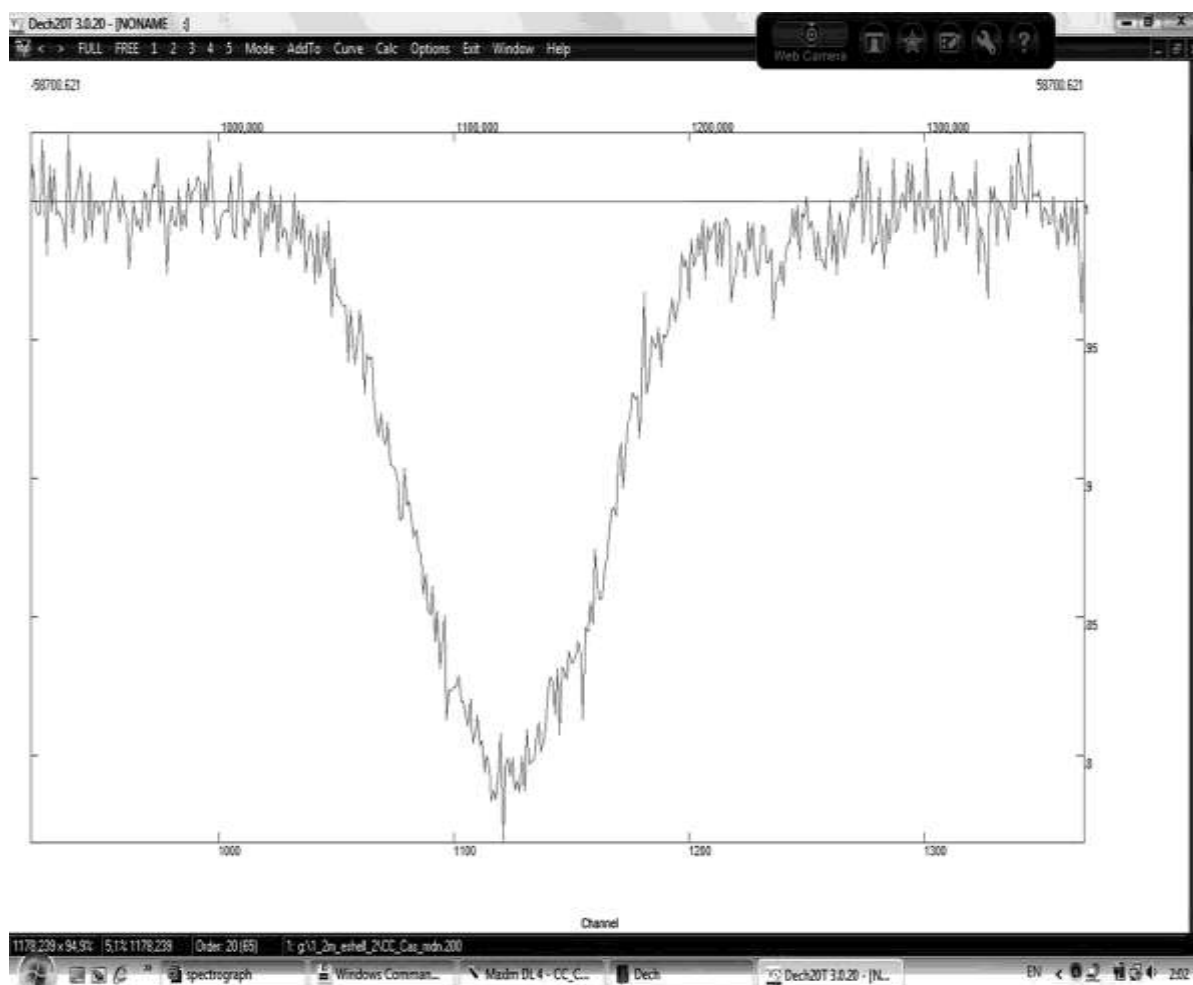


Рис.51. Двухкомпонентный профиль линии  $\text{HeI } 5876$  в спектре звезды  $\text{CC Cas}$ .

Справа от профиля главного компонента, отчетливо просматривается профиль вторичного компонента  $\text{CC Cas}$ . Для прогнозирования времени непрерывной работы комплекса «1.2м телескоп + эшелле-спектрометр + ПЗС камера с системой охлаждения замкнутого цикла» с целью составления программ наблюдений было проведено исследование по оценке времени охлаждения ПЗС-матрицы до температуры жидкого азота и периода удержания вакуума в крио боксе камеры. С этой целью крио система камеры

в течение нескольких месяцев не зависимо от состояния неба еженедельно включалась на охлаждение. Фиксировалось время, в течение которого ПЗС матрица охлаждалась от AMBIENTной (комнатной) температуры до рабочей температуры  $-130^{\circ}\text{C}$ . Было выяснено, что независимо от температуры в помещении, которая за время эксперимента колебалась от  $10^{\circ}\text{C}$  до  $20^{\circ}\text{C}$ , цикл процесса охлаждения постоянно увеличивался с течением времени. Соответственно, время прогрева ПЗС-матрицы после отключения крио системы уменьшалось. Причина этого – ухудшение вакуума в крио боксе ПЗС-камеры из-за выделения газовых составляющих из элементов конструкции крио бокса (пластмассовые детали, синтетические прокладки и т.п.). В начале мая, когда крио система могла охладить ПЗС-матрицу только до температуры не ниже  $-100^{\circ}\text{C}$ , была произведена откачка вакуумного блока камеры. После этого время охлаждения ПЗС-матрицы до рабочей температуры уменьшилось до начальных значений. Таким образом, ожидаемый интервал работы ПЗС-камеры до последующей откачки оценен в 6 месяцев, что составляет 2/3 времени наблюдательного сезона. Время, необходимое для снятия камеры, проведения процедуры откачки и последующей ее установки оценивается в недельный промежуток. Таким образом, потери времени на технологический перерыв минимальны, особенно если это приурочить на период неблагоприятной для наблюдений погоды. На Рис.52 приведены графики динамики охлаждения ПЗС-матрицы.

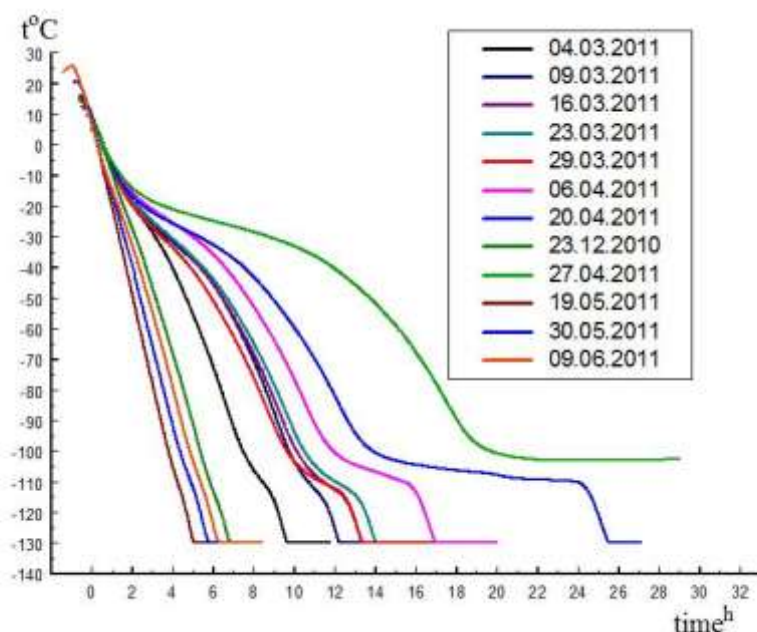


Рис.52 Зависимости динамики охлаждения ПЗС-матрицы от времени, прошедшего от последней откачки.

С целью улучшения точности наведения 1.2м телескопа на объект при проведении спектрофотометрических наблюдений были проведены работы по созданию нового пойнтингового файла. Для чего телескоп наводился по заданным координатам на 50 звезд, разбросанных по всему видимому участку неба, с последующей корректировкой их положения относительно центра оптоволокну спектрографа. Коррекция проводилась посредством визуального контроля через видеокамеру подсмотра подвесного блока спектрометра. Таким образом, оптимизация наведения телескопа была осуществлена по правому фокусу Несмита, в котором стоит подвесной блок. Последующая проверка показала, что наведение телескопа на объект происходит с точностью до одной минуты дуги не зависимо от его азимута и высоты. Требуется только небольшие подвижки телескопа для помещения изображения в центр оптоволокну. Это занимает, как правило, не более 1 - 2 минут времени.

1.2 метровый телескоп Коуровской обсерватории изготовленный фирмой APM Telescopes (Германия) является уникальным, как и все телескопы этой фирмы. Поэтому программное обеспечение AUTOSLEW для управления телескопом также обладает рядом индивидуальных особенностей. Фирма предлагает только общее описание программы на английском языке, в котором описан общий принцип работы графического интерфейса программы. Графический интерфейс для конкретного телескопа имеет ряд, присущих только ему особенностей. Описание некоторых из них можно взять с сайтов, где приведены описания подобных интерфейсов для других телескопов. В процессе освоения работы с телескопом был осуществлен перевод текста основного руководства работы с программой, с адаптацией его описания под 1.2м телескоп с использованием информации из многих сайтов.

Для непрерывной подачи электроэнергии на телескоп во время непредвиденных отключений электроэнергии, что в сельской местности случается довольно часто, в отапливаемом помещении был установлен источник бесперебойного питания, обеспечивающий питанием телескоп и управляющие компьютеры на период от 1 часа до нескольких часов, в зависимости от мощности энергопотребления.

В настоящий момент 1.2м телескоп и эшелле-спектрометр приведены полностью в рабочее состояние.

В рамках программы исследования рассеянных скоплений и поиска переменных звезд написано консольное приложение на языке C++ для постобработки результатов фотометрии ПЗС – кадров в пакете IRAF . Исправляются вариации блеска связанные с непостоянством прозрачности атмосферы, выполняется поиск переменных звезд, и проводится дифференциальная фотометрия для них. Приложение позволяет проводить одновременную обработку большого количества объектов в автоматическом режиме. Общая структура программы показана на рисунке 53.



Рис. 53. Структура программы постобработки результатов фотометрии ПЗС – кадров.



Входные данные для работы программы содержатся в файлах, формируемых непосредственно командой `rdump` пакета IRAF, и включают инструментальные звездные величины, теоретические ошибки измерения блеска и идентификационный номер звезды. Кроме того для корректной работы программы требуется файл содержащий экваториальные координаты звезд.

Программа была написана для обработки данных получаемых с телескопа МАСТЕР [108], имеющего поле зрения 2x2 градуса. На столь большом поле возможны локальные вариации прозрачности атмосферы. Кроме того общее количество звезд на кадре может достигать 20-30 тысяч, что существенно усложняет обработку. Для решения этой проблемы существует возможность выделить для обработки небольшой участок кадра или же разделить весь кадр на отдельные зоны и обрабатывать их отдельно, но с одинаковыми параметрами, процесс повторяется несколько раз автоматически, результаты сохраняются в отдельные файлы.

При фотометрии в плотных звездных полях процедура центрирования апертуры в IRAF иногда проходит с ошибками. При этом на кривой блеска появляются отдельные выбросы – результат неправильной идентификации звезд. В программе существует возможность использования простейшей трехточечной медианной фильтрации данных для устранения этой ошибки.

Исправление данных за неравномерность прозрачности атмосферы осуществляется по модифицированному алгоритму, описанному в [124].

- 1) Выбираются достаточно яркие звезды, имеющие относительно небольшие ошибки измерения блеска и из них формируется ансамбль опорных звезд;
- 2) Вычисляется средняя взвешенная звездная величина для этих звезд на каждом кадре в серии снимков, веса распределяются в соответствии с яркостью звезд,

$$\langle m_j \rangle = \frac{\sum_i (m_i / \langle merr_i \rangle^2)}{\sum_i (1 / \langle merr_i \rangle^2)} ; \quad (1)$$

где  $i$  – номер звезды в ансамбле (кадре),  $j$  – номер кадра,  $N$  – число кадров;

- 3) Вычисляется средняя звездная величина всех опорных звезд по всем кадрам;

$$M = \frac{\sum_i \langle m_i \rangle}{N}; \quad (2)$$

- 4) Разность между средней инструментальной величиной для каждого кадра и средним для всех кадров вычитается из наблюдаемого блеска всех звезд на кадре;

$$m_{ij} = m_{\text{obs}ij} - (\langle m_j \rangle - M); \quad (3)$$

- 5) Далее вычисляется величина стандартного отклонения для всех опорных звезд и находится ее наибольшее значение. Если оно более чем в три раза (этот коэффициент можно задавать во время выполнения программы) превышает среднюю по всем кадрам теоретическую ошибку фотометрии, то звезда удаляется из ансамбля опорных звезд и процедура повторяется.

Пример иллюстрирующий результаты работы программы приведен на рисунках 54 и 55. Представлена кривая блеска переменной звезды до исправления и после.

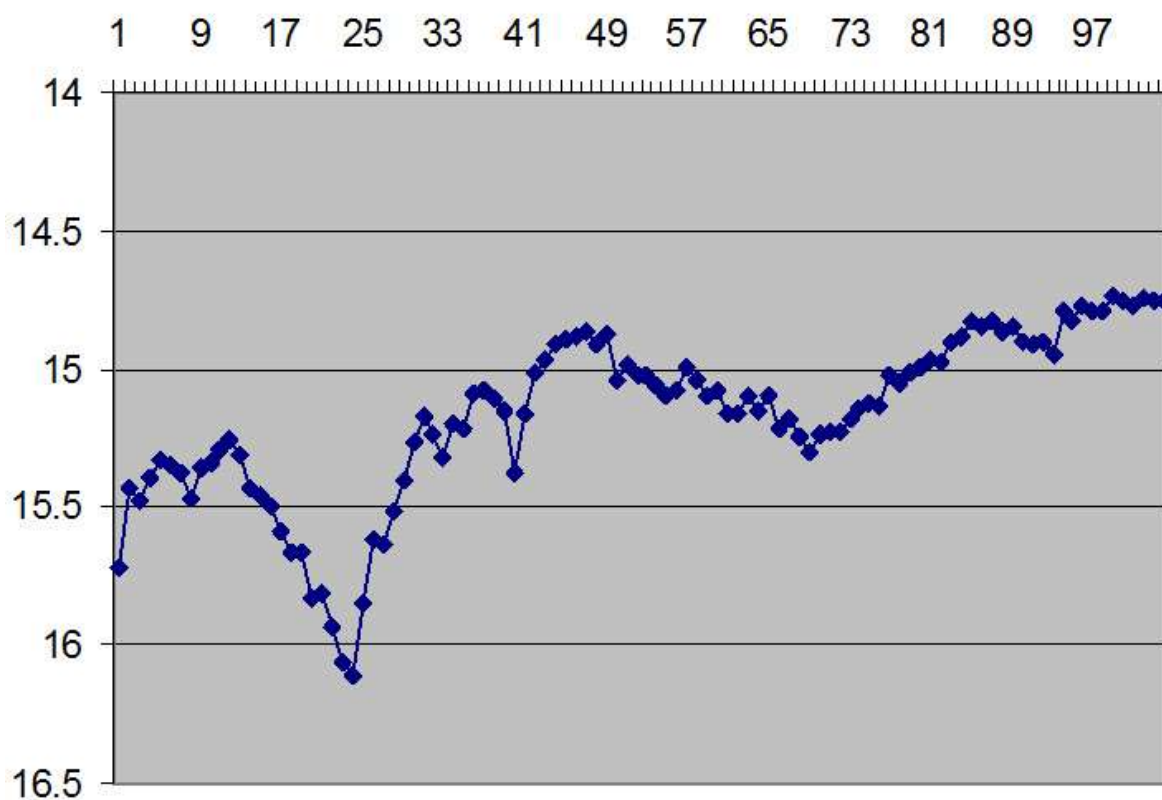


Рис. 54. Кривая блеска переменной звезды до исправления за переменную прозрачность атмосферы.

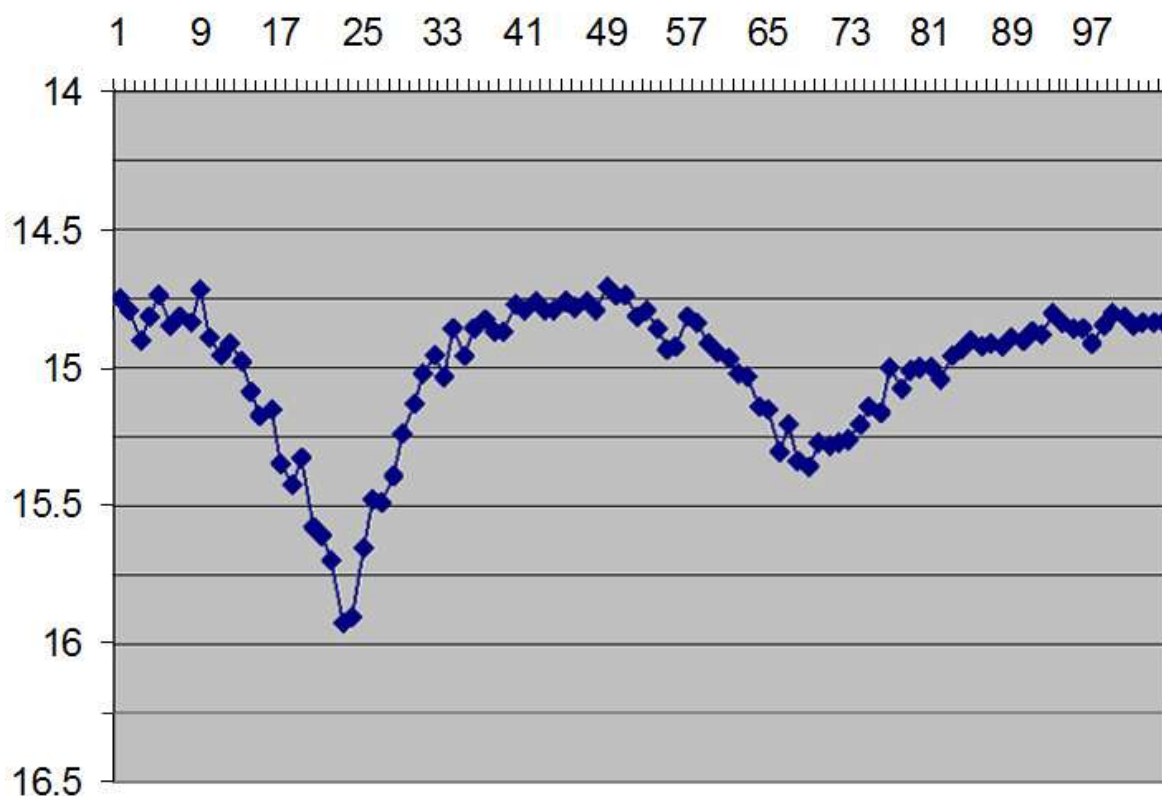


Рис. 55. Кривая блеска переменной звезды после исправления в нашей программе.

Поиск переменных объектов осуществляются по алгоритму, описанному в [125]. Для каждой звезды вычисляется коэффициент RoMS (Robust Median Statistics)

$$\eta_j = \sum_i \frac{|m_i - \langle m \rangle_{\text{med}}|}{\sigma} / (N-1); \quad (4)$$

где  $j$  – номер звезды,  $m_i$  –  $i$ -тое измерение блеска,  $\langle m \rangle_{\text{med}}$  – медианное среднее для измерений блеска  $j$ -ой звезды,  $N$  – общее количество измерений для  $j$ -ой звезды,  $\sigma$  – предполагаемое стандартное отклонение блеска для этой звезды, получаемое из зависимости стандартных отклонений от блеска для всех звезд в кадре методом наименьших квадратов (см. рис. 56).

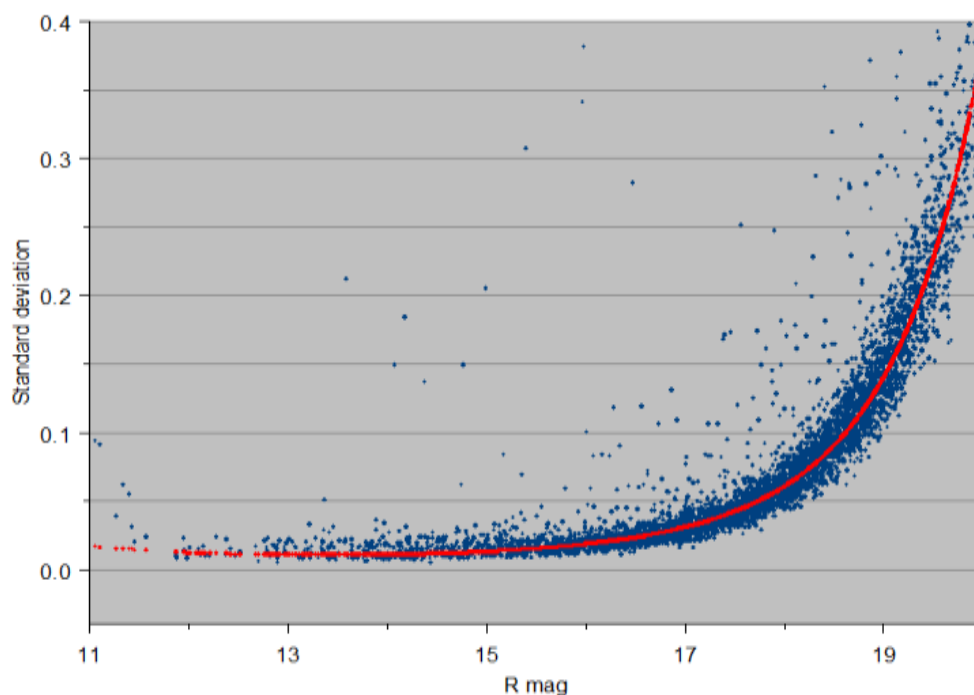


Рис. 56. Зависимость стандартного отклонения от звездной величины.

Критерий RoMS позволяет оценить вариации блеска объекта, если он превышает 1, то звезда считается заподозренной в переменности и в дальнейшем исследуется более подробно. Использование робастной медианной статистики объясняется ее большей устойчивостью к случайным выбросам. Однако это не дает стопроцентной гарантии отсутствия ложных переменных. Значительная часть звезд, заподозренных в переменности, при дальнейшем изучении оказывается постоянными в пределах точности нашей фотометрии. Окончательным критерием при решении вопроса о переменности звезды является анализ ее кривой блеска.

Для построения дифференциальных кривых блеска для звезд, заподозренных в переменности, на кадре ищутся близкие звезды, имеющие приблизительно такой же блеск, но не проявляющие признаков переменности. Построение дифференциальных кривых является дополнительной опцией и может не проводиться. Предварительное исправление кривых блеска за вариации прозрачности атмосферы не влияет на дифференциальные кривые, так как вносимые поправки одинаковы для всех звезд на одном кадре.

Выходные файлы содержат исправленные оценки блеска звезд, дифференциальные кривые блеска, стандартное отклонение, коэффициент RoMS и ожидаемое стандартное отклонение блеска для каждой звезды, полученное из анализа всех звезд на кадре.

Сравнение с программой VaST [126], написанной так же для автоматического поиска переменных звезд, показало, что по одному и тому же набору кадров, наша программа нашла приблизительно в два раза больше истинно переменных звезд в выделенной области неба вблизи рассеянного скопления NGC7142.

Программа использовалась для анализа наблюдений рассеянных скоплений NGC 7142, NGC 7129[26], NGC 188 и обработки данных наблюдений гамма-всплесков GRB100901a, GRB100906a, GRB110422.

### Исследование новой переменной звезды 3UC 281-203711

С.Гордой было продолжено исследование новой затменной переменной звезды 3UC 281-203711открытой в 2009 году в Коуровской обсерватории. Наблюдения этой звезды на телескопе АЗТ-3, оснащенный ПЗС-камерой U6 фирмы Aropgee, проводились до февраля 2011.

Было найдено точное значение периода, вычислены предварительные световые элементы. Это позволило провести наблюдения в момент ожидаемого минимума блеска. В результате был определен точный момент середины минимума блеска. По уточненным световым элементам были вычислены фотометрические фазы и построены кривые блеска звезды в V(1234 точки) и R(725 точек) фильтрах.

Кривая блеска имеет два минимума разной глубины (0.103 зв.вел. – главный минимум и 0.030 зв.вел. – вторичный). Во внезатменных частях кривых блеска явно просматривается эффект эллипсоидальности. Главный минимум имеет плоское дно, что однозначно свидетельствует о полном затмении в системе.

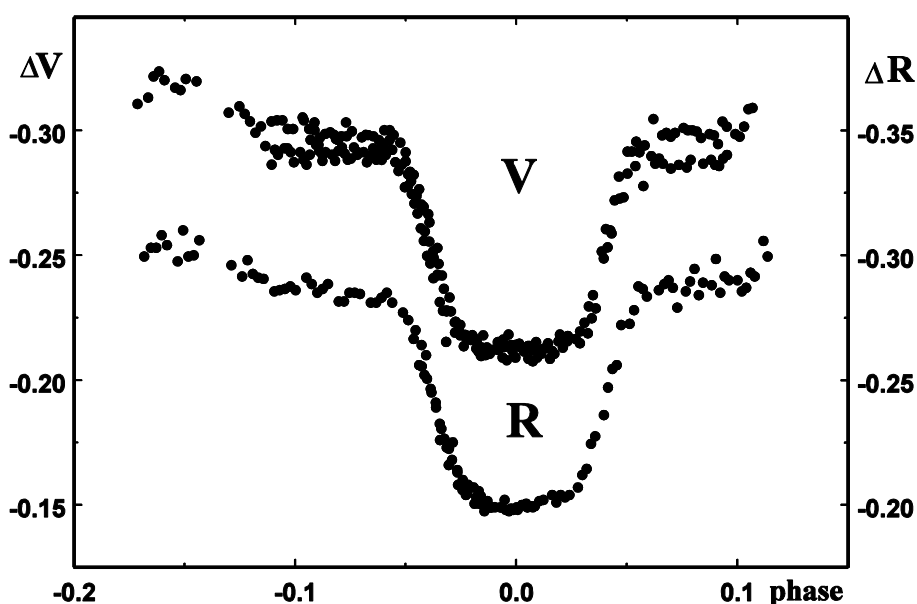


Рис.57. Главный минимум блеска 3UC 281-203711

Таким образом, окончательно установлено, что новая переменная - 3UC 281-203711 относится к типу затменных систем. По форме кривой блеска звезду можно отнести к типу алголей (ЕА). Ниже приведены уточненные световые элементы, полученные из наших наблюдений для этой системы.

$$JD_o I_{min} = 2454966.4555 + 1.94821E$$

Полученные кривые блеска этой затменной системы были использованы для определения фотометрических элементов орбиты и физических параметров ее компонентов. Для решения использовался код Вилсона-Девиня, моделирующий параметры звезд затменной системы и вычисляющий на их основе теоретическую кривую блеска. Критерием верности решения служит минимум суммы квадратов отклонений теоретической кривой от наблюдаемых точек и физичность получаемых параметров.

Для решения использовалась реализация графической оболочки РНОЕВЕ под операционную систему Windows. Данная оболочка использует оригинальный код Вилсона-Девиня и симплекс метод Нелдера-Мида для поиска оптимального решения методом минимума суммы квадратов отклонений.

После того, как были найдены удовлетворяющие физической модели начальные (приблизительные) значения параметров, дающие кривую блеска близкую к наблюдаемой, включением программы минимизации, были вычислены их уточненные значения. Ниже приведены графики кривых блеска и разностей О-С (величин отклонений наблюдательных точек от теоретических кривых блеска) для обоих фильтров.

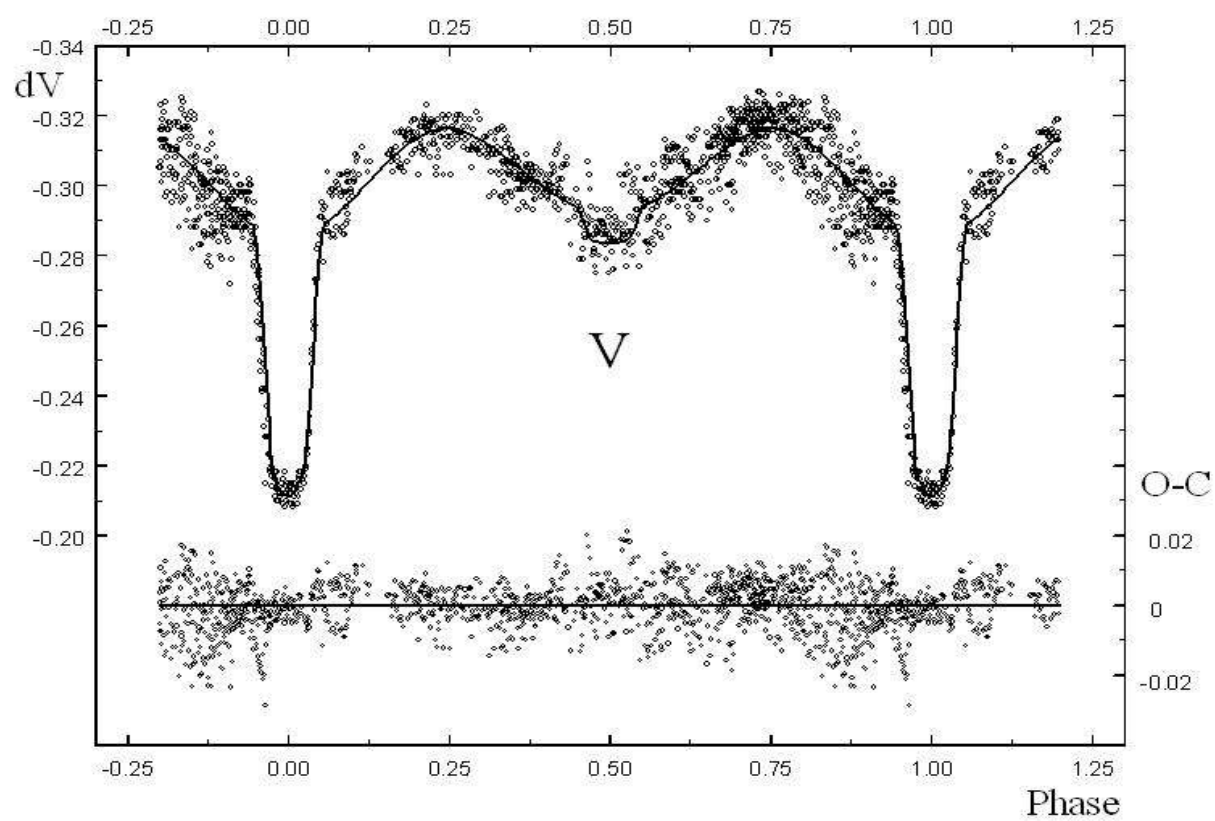


Рис. 58. Теоретическая (сплошная линия) и наблюдаемая (кружки) кривые блеска 3UC 281-203711 в фильтре V

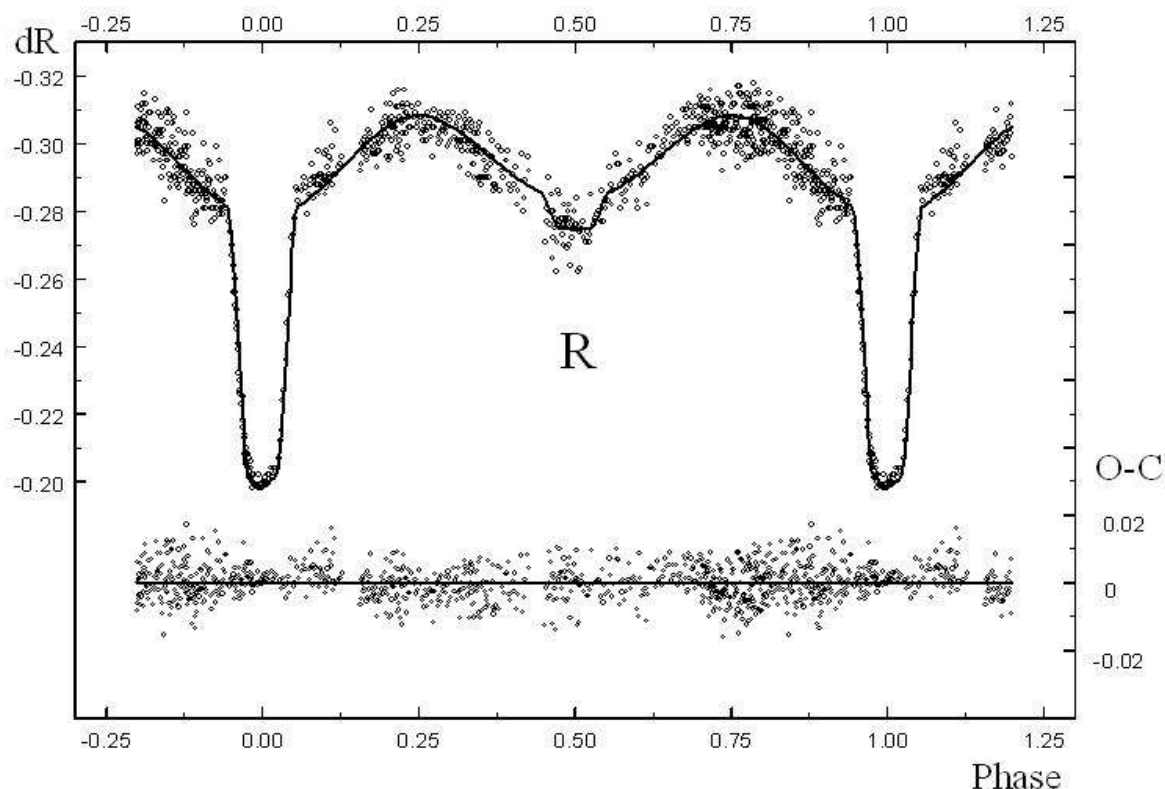


Рис. 59. Теоретическая (сплошная линия) и наблюдаемая (кружки) кривые блеска 3UC 281-203711 в фильтре R

Аппроксимация наблюдательных кривых блеска теоретическими кривыми хорошая, что видно из графиков О-С. Дорожка разброса значений невязок не имеет значимых систематических отклонений, как в том, так и в другом фильтре.

Из анализа теоретической кривой блеска, построенной по вычисленным параметрам, следует, что полное затмение происходит во вторичном не глубоком минимуме. В главном минимуме меньшая по размерам и более холодная звезда этой тесной пары проходит перед большим более горячим компонентом, полностью проецируясь на его поверхность вблизи середины затмения. Система является полностью разделенной, ни один из компонентов не заполняет свои полости Роша. По всей видимости, оба компонента лежат на Главной Последовательности. Полученные оценки эффективных температур поверхностей соответствуют спектральным классам A5-A9 для главного компонента и G5-K0 – для вторичного.



Параметры орбиты и физические характеристики компонентов приведены в таблице.

Таблица 17. Параметры компонентов затменной двойной звезды 3UC 281-203711

Параметр	
$r_1$	0.294
$r_2$	0.077
$i$	$81^\circ.0$
$q$	0.497
$J_1/J_2$	13.9
$T_{\text{eff } 1}$	$9650^\circ$
$T_{\text{eff } 2}$	$5030^\circ$
$M_1/M_o$	2.6
$M_2/M_o$	1.2
$L_1/L_o$	20.1
$L_2/L_o$	3.5

На рисунке, приведенном ниже, показаны вычисленные взаимные положения компонентов 3UC 281-203711 и их относительные размеры в двух положениях на орбите, как они видны со стороны земного наблюдателя.

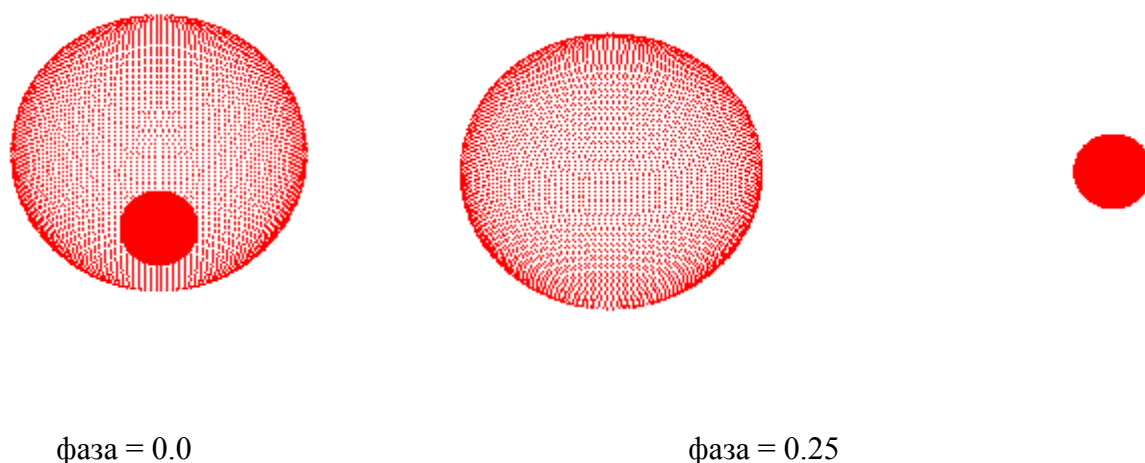


Рис. 59. Относительные размеры компонентов 3UC 281-203711 в двух положениях на орбите.

## Заключение

В результате выполнения работ по государственному контракту Получены следующие основные результаты.

1. Вступил в строй один из крупнейших в России телескопов 1.2 м рефлектор Коуровской астрономической обсерватории с высококачественным спектрографом высокого разрешения. В результате Российская астрономия получила инструмент высокого качества для проведения астрофизических исследований, для ряда задач не уступающий по качеству инструментам известных зарубежных обсерваторий.
2. Исследованы возможности использования нового двойного телескопа «Мастер» для звездноастрономических исследований. Проведенные работы показали, что наряду с запланированными для этой системы задачами, такими, как слежение за процессами с высоким энерговыделением, телескопы «Мастер» могут использоваться для различных звездноастрономических работ, таких как исследование звездного состава не очень удаленных от Солнца рассеянных скоплений, исследование переменных звезд, в том числе поиск переменных звезд в РЗС.
3. В рамках выполнения работ по госконтракту выполнены исследования рассеянных скоплений, в том числе совместно с сотрудниками европейской Южной обсерватории. Также выполнены обширные наблюдения, в том числе в радиодиапазоне, излучения от областей звездообразования. Исследованы астрофизические параметры вещества, составляющего эти области. Сделаны выводы о структуре и эволюции этих объектов.
4. В процессе наблюдений открыты и предварительно исследованы несколько десятков переменных звезд в областях рассеянных скоплений. Две затменных переменных исследованы более подробно, с решением кривых блеска для определения астрофизических параметров.
5. Проведены наблюдения катаклизмических двойных, определены их астрофизические параметры, сделаны выводы о процессах, проходящих в этих мало исследованных интересных системах.

6. Проведены теоретические исследования эволюции вращающихся звезд. Получены выводы, позволяющие сделать выводы о строении и эволюции звезд с учетом вращения, что позволит существенно продвинуть теорию эволюции звезд и сделать теорию звездной эволюции количественной теорией.

Привлечение на начальных этапах выполнения работ студентов позволило выполнить главную задачу выполняемой программы – дать возможность достойным студентам принять участие в реальной научной работе, которая, несомненно, отличается от учебных и лабораторных работ. В частности, за годы выполнения работ по госконтракту, два студента-исполнителя программы, поступили в аспирантуру, и два – в магистратуру по астрономии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Локтин А.В., Попова М.Э. Анализ распределения молодых объектов в плоскости Галактики с помощью вейвлет-анализа. «Астрон. журн.», 2006, т.84, с.409-417.
2. Dehnen W., Binney J. Mon. Not. R. Astron. Soc., 298, 387-394 (1998)
3. Fehrenbach Ch. et al. Astronomy and Astrophysics, 369, 65-73 (2001)
4. van Leeuwen (2007)), Catalogue Hipparcos, 2006.
5. Kharchenko et al., Astron. Nachr., 328, 889 (2007)
6. Dias et al
7. Герасименко Т.П. Определение расстояния Солнца от центра Галактики по движениям рассеянных скоплений. //Астрон.журн. т.80, с.20.
8. Loktin A.V., Gerasimenko T.P., Malisheva L.K. The catalogue of open cluster parameters – second version.// Astron.Astrophys. Trans., 2001, v.20, pp.605-632.
9. Girardi, Bertelli et al. (2003). Girardi L., Bertelli G. et al. Memorie della Società Astronomica Italiana, 74, 474 (2003)
10. Francis C., Anderson E. New Astronomy, 14, 615-629 (2009)
11. Antoja T., Figueras F., Fernandez D., Torra J. Astronomy and Astrophysics, 490, 135-150 (2008)
12. Antoja, Figueras et al. (2008)
13. Famaey B., Siebert A., Jorissen A. Astronomy and Astrophysics, 483, 453-459 (2008)
14. Zhao J., Zhao G., Chen Y. ApJ, 692, L113-L117 (2009)
15. Famaey B., Siebert A., Jorissen A. Astronomy and Astrophysics, 483, 453-459 (2008).
16. Lipunov V. M., Krylov A. V., Kornilov V. G. et al. // Astronomische Nachrichten.- 2004.- Vol. 325.- P. 580.
17. Herbig G. H. // Astrophys. J., Suppl. Ser.- 1960.- Vol. 4.- P. 337-368.
18. Shevchenko V. S., Yakubov S. D. // Астрон. журн.- 1989.- Vol. 66.- P. 718-729.

19. Magakian T. Y., Movsessian T. A., Nikogossian E. H. // *Astrophysics*.- 2004.- Vol. 47.- P. 519-529.
20. Stelzer B., Scholz A. // *Astron. Astrophys.*-2009.- Vol. 507.- P. 227-240. arXiv:astro-ph/09074252.
21. Semkov E. H. // *Astronomy from Wide-Field Imaging* / Ed. By H. T. MacGillivray.- Vol. 161 of IAU Symposium.- 1994.- P. 475-477.
22. Semkov E. // *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars* / Ed. by B. Reipurth & C. Bertout.- Vol. 182 of IAU Symposium.- 1997.- P. 42-44.
23. Semkov E. H. // *Bulgarian Astronomical Journal*.- 2006.- Vol. 8.- P. 1.
24. Semkov, E.H. Three New PMS Variables in the Vicinity of NGC 7129 // *Information Bulletin on Variable Stars*.- 2003.- No. 5406.- P. 1.
25. Meyer M. R., Calvet N., Hillenbrand L. A. // *Astronomical Journal*.- 1997.- Vol. 114.- P. 288-300.
26. Kun M., Balog Z., Kenyon S. J., Mamajek E. E., Gutermuth R. A. // *The Astrophysical Journal Supplement*.- 2009.- Vol. 185.- P. 451-476.
27. Popov A. A., Krushinsky V. V., Avvakumova E. A., Punanova A. F., Zalozhniy I. S., Burdanov A. Y. // *Peremennye Zvezdy, Prilozhenie*.- 2011.- Vol. 11.- N 27.
28. Stetson P. B., McClure R. D., VandenBerg D. A. // *Publ. Astron. Soc. Pac.*- 2004.- Vol. 116.- P. 1012-1030. arXiv:astro-ph/0409548.
29. Neckel, T., 1978. UBV, VRI and H-beta observations of stars in the H II regions NGC 6334 and NGC 6357. *A&A*. 69, 51-56.
30. Straw, S. M., Hyland, A. R., 1989. Global aspects of the NGC 6334 star formation complex—an infrared survey, *ApJ*. 340, 318-343.
31. Menten, K. M., Batrla, W., 1989. Observations of various methanol maser transitions toward the NGC 6334 region. *ApJ*. 341, 839-846.
32. Moran, J. M., & Rodriguez L. F., 1980. Water-vapor masers and star formation in NGC 6334. *ApJ*. 236, L159-L163.
33. Forster, J. K., Caswell, J. L., 1989. The spatial relationship of OH and H<sub>2</sub>O masers. *A&A*. 213, 339-350.
34. Gaume, R. A., Mutel, R. L., 1987. A study of the ground-state hydroxyl maser emission associated with 11 regions of star formation. *ApJS*. 65, 193-253.
35. Brooks, K. J., and Whiteoak, J. B., 2001. Ground-state OH observations towards NGC 6334. *MNRAS*. 320, 465-476.
36. Norris, R. P., Whiteoak, J. B., Caswell, J.L., Wieringa, M. H., Gough, R. G., 1993. Synthesis images of 6.7 GHz methanol masers. *ApJ*. 412, 222-232.
37. Caswell, J. L., 1997. Coincidence of maser emission from OH at 6.035 GHz and methanol at 6.668 GHz. *MNRAS*. 289, 203-224.
38. Walsh, A. J., Burton, M. G., Hyland, A. R., Robinson, G., 1998. Studies of ultracompact HII regions — II. High-resolution radio continuum and methanol maser survey. *MNRAS*. 301, 640-698.

39. Beuther, H., Walsh, A. J., Thorwirth, S., Zhang, Q., Hunter, T. R., Megeath, S. T., Menten, K. M. 2007. Hot ammonia in NGC 6334 I & I(N). *A&A*. 466, 989-998.
40. Walsh, A. J., Longmore, S. N., Thorwirth, S., Urquhart, J. S., Purcell, C. R., 2007. New ammonia masers towards NGC 6334I. *MNRAS*. 382, L35-L38.
41. Davis, C. J., Eisloffel, J., 1995. Near-infrared imaging in H<sub>2</sub> of molecular (CO) outflows from young stars. *A&A*. 300, 851-869.
42. Persi, P., Roth, M., Tapia, M., Marenzi, A. R., Felli, M., Testi, L., Ferrari-Toniolo, M., 1996. Shocked molecular hydrogen emission in the bipolar outflow NGC 6334 I. *A&A*. 307, 591-598.
43. Beuther, H., Thorwirth, S., Zhang, Q., Hunter, T. R., Megeath, S. T., 2005. High Spatial Resolution Observations of NH<sub>3</sub> and CH<sub>3</sub>OH toward the Massive Twin Cores NGC 6334I and NGC 6334I(N). *ApJ*. 627, 834-844.
44. Tapia, M., Persi, P., Roth, M., 1996. The embedded stellar population in northern NGC 6334. *A&A*. 316, 102-110.
45. Tapia, M., Persi, P., Roth, M., 1996. The embedded stellar population in northern NGC 6334. *A&A*. 316, 102-110.
46. Kuiper, T. B. H., Peters III, W. L., Forster, J. R., Gardner, F. F., Whiteoak, J. B., 1995. Ammonia Observations of NGC 6334I(N). *ApJ*. 446, 692-698.
47. Forster, J. R., Whiteoak, J. B., Gardner, F. F., Peters, W. L., Kuiper, T. B. H., 1987. Ammonia mapping of the southern molecular cloud NGC 6334. *PASAu*. 7, 189-193.
48. Ellingsen, S. P., von Bibra, M. L., McCulloch, P. M., Norris, R. P., Deshpande, A. A., Phillips, C. J., 1996. A survey of the Galactic plane for 6.7-GHz methanol masers - I.  $l=325^\circ$ - $335^\circ$   $b=-0.53^\circ$ - $0.153^\circ$ . *MNRAS*. 280, 378-396.
49. Kogan, L., Slysh, V., 1998. VLA Imaging of Class I Methanol Masers at 7 Millimeters with Angular Resolution approximately 0.2 Arcseconds. *ApJ*. 97, 800-806.
50. Megeath, S. T., Tieftrunk, A. R., 1999. The Detection of Outflows in the Infrared-quiet Molecular Core NGC 6334/I(North). *ApJ*. 526, L113-L116.
51. Hunter, T. R., Brogan, C. L., Megeath, S. T., Menten, K. M., Beuther, H., & Thorwirth, S., 2006. Millimeter Multiplicity in NGC 6334 I and I(N). *ApJ*. 649, 888-893.
52. Turner, B. E., 1991. A molecular line survey of Sagittarius B2 and Orion-KL from 70 to 115 GHz. II. Analysis of the data. *AJSS*. 76, 617-686.
53. Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G., 1987. Molecular abundances in OMC-1 — The chemical composition of interstellar molecular clouds and the influence of massive star formation. *ApJ*. 315, 621-645.

54. Gezari, D. Y., 1982. The remarkable 400 micron source NGC 6334/I/North/. *ApJ*. 259, L29-L33.
55. Menten, K. M., Batrla, W., 1989. Observations of various methanol maser transitions toward the NGC 6334 region. *ApJ*. 341, 839-846.
56. Munoz, D. J., Mardones, D., Garay, G., Rebolledo, D., Brooks, K., & Bontemps, S., 2007. Massive Clumps in the NGC 6334 Star-forming Region. *ApJ*. 668, 906-917.
57. Salii, S. V., 2006. Star Formation in the Galaxy and Beyond, Proceedings of the Conference "Star Formation in the Galaxy and Beyond", held in Moscow, Russia, 17-18 April 2006. 146.
58. Kalinina, N. D., Sobolev, A. M., Kalenskii, S. V., 2010. Spectral survey of NGC 6334 in the range of 80.5—242.0 GHz. I. *NewA*. 15(7), 590-608.
59. Caproni, A., Abraham, Z., Vilas-Boas, J. W. S., 2000. Study of ammonia emission in the NGC 6334 region. *A & A*. 361, 685-694.
60. Beuther, H., Walsh, A. J., Thorwirth, S., Zhang, Q., Hunter, T. R., Megeath, S. T., Menten, K. M. 2007. Hot ammonia in NGC 6334 I & I(N). *A&A*. 466, 989-998.
61. Rodriguez, L. F., Zapata, L. A., Ho, P. T. P., 2007. Compact Centimeter and Millimeter Sources in NGC 6334I(N): OB Stars in the Making? *ApJ*.
62. Liu W. et al., 1999, *ApJ. Suppl.*, 122, 257
63. Abramyan G.K., Mikaelyan A.M., 1995, *Astrophysics*, 38, 108
64. Schwarzenberg-Czerny A., 1991, *MNRAS*, 253, 198
65. Breger M., 1993, *Astrophys. and Space Sci.*, 210, 173
66. Ягер К., Звезды наибольшей светимости. М.: Мир, 1984
67. Тассуль Ж.-Л., Теория вращающихся звезд. М.: Мир, 1982.
68. J.-P. Zahn, *Astron. Astrophys.* 265, 115, 1992.
69. A.S. Eddington, *The Observatory* 48, 73, 1925.
70. H. Vogt, *Astron. Nachr.* 223, 229, 1925.

- 71.S.C. Keller, Publ. Astron. Soc. Australia 21, 310, 2004.
- 72.P.L. Dufton, S.J. Smartt and J.K.~Lee, Astron. Astrophys. 457, 265, 2006.
- 73.J. Fabregat and J.M. Torrejon, Astron. Astrophys. 357, 451, 2000.
- 74.J.P. Wisniewski and K.S. Bjorkman, Astrophys. J. 652, 458, 2006.
75. B. Chaboyer and J.-P.~Zahn, Astron. Astrophys. 253, 173, 1992.
76. S. Talon and J.-P.~Zahn, Astron. Astrophys. 317, 749, 1997.
- 77.A. Maeder, Astron. Astrophys. 399, 263, 2003.
- 78.Бруцкий Е.В., Турбулентные стратифицированные струйные течения. Киев:Наукова думка, 1986.
- 79.Ламли Дж., Матъе Ж., Жандель Д. и др. Методы расчета турбулентных течений. М.:Мир, 1984.
- 80.I. Yimer, I. Campbell and L.-Y. Jiang, Canadian Aeronautics and Space Journal, 195, 2002.
81. M. Schwarzschild and R. Harm, Astrophys. J. 128, 348, 1958.
- 82.S. Sakashita and C.~Hayashi, Progr. Theor. Phys. 26, 942, 1961.
83. P. Ledoux, Stellar Stability. Berlin:Springer-Verlag, 1958.
- 84.S. Kato, Publ. Astron. Soc. Japan 18, 374. 1966.
- 85.N. Langer, D. Sugimoto and K.J.~Fricke, Astron. Astrophys. 126, 207, 1983.
- 86.Старицин Е.И., Науч. информ. Астрон. совета АН СССР 63, 97, 1987.
- 87.Дудоров А.Е., Тутуков А.В., Науч. информ. Астрон. совета АН СССР 21, 3 1972.
88. W.J. Merryfield, Astrophys. J. 444, 318, 1995.
- 89.H. Spruit, Astron. Astrophys. 253, 131, 1992.
- 90.G.S. Bisnovatyi-Kogan, Stellar Physics. I.Fundamental Concepts and Stellar Equilibrium. Heidelberg:Springer, 2001.
91. A. Maeder and J.-P.~Zahn, Astron. Astrophys. 334, 1000, 1998.



- 92.Старицин Е.И., Астрон. журн. 76, 678, 1999.
- 93.Старицин Е.И., Астрон. журн. 82, 710, 2005.
94. Старицин Е.И., Письма в Астрон. журн. 33, 111, 2007.
- 95.Старицин Е.И., Астрон. журн. 78, 541, 2001.
- 96.S.R. Cranmer, *Astrophys. J.* 634, 585, (2005).
- 97.Y. Fremat, J. Zorec, A.M. Hubert et al, *Astron. Astrophys.* 440, 305, 2005.
- 98.M. Cure, *Astrophys. J.* 614, 929 (2004).
- 99.S. Ekstrom, G. Meynet, A. Maeder et al.), *Astron. Astrophys.* 478, 467, 2008.
100. G.A. Vazques, C. Leitherer, D. Schaerer et al., *Astrophys. J.* 663, 995, 2007.
101. J.S. Vink, A. de Koter and H.J.~Lamers, *Astron. Astrophys.* 362, 295 2000.
102. J. Puls, J.S. Vink and F. Najarro, *Arxiv0811.0487P*, 2008.
103. C. Evans, I. Hunter, S. Smartt et al.), *The Messenger* 131, 25, 2008.
104. A. Maeder and G.~Meynet), *Astron. Astrophys.* 361, 159, 2000.
105. Старицин Е.И., Письма в Астрон. журн. 36, 841, 2010.
106. I. Pelupessy, H. Lamers and J. Vink), *Astron. Astrophys.* 359, 695, 2000.
107. J.M. Porter and T. Rivinius), *Publ. Astron. Soc. Pacific* 115, 1153, 2003.
108. Krushinsky, V., Zalozhniy, I., Popov, A., Avvakumova, E. // *Peremennye Zvezdy, Prilozhenie.* – 2010.– Vol. 10, No. 30.
109. Lipunov, V., Kornilov, V., Gorbovskoy, E. et. al. // *Advances in Astronomy.*– 2010.–article id. 349171.
110. Tody, D. // *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*/Ed. by R. J. Hanisch, V. Brissenden, J. Barnes.– Vol. 52 of ASP Conf. Ser.– 1993.– P. 173.

111. Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A. et. al.//Astrophys. J., Suppl.– 2009.– Vol. 182, iss. 2.– P. 543.
112. SIMBAD Astronomical Database: Centre de Données astronomiques de Strasbourg, <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>.
113. Everett, M. E., Howell, S. B. // PASP.– 2001.– Vol. 113, iss. 789.– P. 1428.
114. Lupton, R.H., 2005, <http://www.sdss.org/dr7/algorithms/sdssUBVRITransform.html#Lupton2005>.
115. Zima, W. // Comm. in Asteroseismology.– 2008.– Vol. 155.– P. 17.
116. Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R. et.al. // Astronomical Journal.– 2006.– Vol. 131.– P. 1163.
117. Bessell, M. S., Brett, J. M. // PASP.– 1988.– Vol. 100.– P. 1134.
118. Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., Davis, M. // Astrophys. J.– 1998.– Vol. 500.– P. 525.
119. Roeser, S., Demleitner, M., Schilbach, E. // Astron. J.– 2010.– Vol. 139.– P. 2440.
120. Antokhina, E. A. // Astronomy Rep.– 1996.– Vol. 40.– P. 483.
121. Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P. Numerical Recipes in Fortran 77. The Art of Scientific Computing// Cambridge University Press: Cambridge, 1992.
122. van Hamme, W. // Astron. J.– 1993.– Vol. 106.– P. 2069.
123. Wilson, R. E., Devinney, E. J. // Astron. J.– 1971.– Vol. 166.– P. 605.
124. G.Hill et. all, Astron.Astrophys. 282, 455, 1994.
125. Everett, Mark E.; Howell, Steve B. A Technique for Ultrahigh-Precision CCD Photometry // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 2001. – Vol. 113, Iss. 789. – P. 1428-1435.[http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/author\\_form?author=lvezic&fullauthor=lvezic%  
c4%87,%20%c5%bd.&charset=UTF-8&db\\_key=AST](http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/author_form?author=lvezic&fullauthor=lvezic%c4%87,%20%c5%bd.&charset=UTF-8&db_key=AST)

126. Rose M. B., Hintz E. G. A search for low-amplitude variability in six open clusters using the robust median statistic // *Astron. J.* — 2007. — Vol. 134. — P. 2067
127. Интернет ресурс - <http://saistud.sai.msu.ru/vast/>

**Работы, опубликованные в то теме выполнения госконтракта и содержащие ссылки на финансирование по госконтракту:**

1. Горда С.Ю. Анализ результатов решения фотометрических кривых блеска контактных массивных двойных ОВ-звезд. V701 Скорпиона. *Астрономический журнал*, том 87, №10, с.1021-1029.
2. Старицин Е.И. Верхний предел скорости потери массы быстро вращающимися одиночными звездами главной последовательности спектральных подклассов О9-В4. *Письма в Астрономический журнал*, том 36, №11, с.841-853.
3. Sobolev A.M. New 9.9-GHz methanol masers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, P.979.
4. Sobolev A.M.. Spectral survey of molecular cores NGC6334I and NGC6334I(N) in the range 80.5-242 GHz. *New Astronomy*, Vol.15, P.590-608.
5. Sobolev A.M. High-velocity feature of the class I methanol maser in G309.38-0.13. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol.405, P.979.
6. Горда С.Ю., Соболев А.М. 3UC281-203711: a New Variable with Total Eclipses. *"Peremennye Zvezdy"*, vol.11, n.19 (2011).